

國立交通大學

電子物理系

碩士論文

以磁電阻量測探討鎳鐵平板線之磁區結構翻轉



**Study of magnetization reversal of permalloy planar
wires by magneto-transport**

研究生：廖碧珊

指導教授：許世英 教授

中華民國九十九年七月

以磁電阻量測探討鎳鐵平板線之磁區結構翻轉

學生：廖碧珊

指導教授：許世英 教授

國立交通大學電子物理系

中文摘要

在本論文中，我們利用量測磁電阻的方式研究鎳鐵平板線其磁區結構翻轉之空間分佈。

我們製作並量測了一系列厚度為 30nm，長度 20 μm ，寬度從 0.2 μm 至 8.5 μm 的鎳鐵平板線，利用四點量測技術測量位在外掛電磁鐵的 He⁴ 低溫系統中的樣品磁電阻，此外加磁場與線表面平行，且與電流方向(沿著長軸方向)夾角為 θ 。

樣品磁電阻主要是由於 s-d 軌域間自旋軌道耦合與異向性散射機制造成的，此種磁電阻稱為異向性磁阻，而異向性磁阻決定於磁化向量與電流方向的夾角，因此我們可以用來探討樣品的磁區結構。

線寬小於 1.9 μm 的樣品具有磁矩會快速翻轉的磁區結構，我們稱之為單磁區。對於線寬 0.6 μm 至 1.5 μm 的樣品，同線寬不同區域的磁電阻特性曲線會有明顯差異，雖然樣品的瞬間翻轉場幾乎未改變，但是在線邊緣區域卻出現與其他區域不一致的磁區結構，且隨著樣品寬度增加，不一致的磁區其範圍會持續擴大；而在線寬小於 0.5 μm 的樣品，其內有 90% 以上的磁區則維持一致性。

我們發現磁區變化之空間分佈與樣品的形狀異向性能有關。對於較小線寬的樣品，其形狀異向性能較大，能克服鎳鐵平板線邊緣所產生的靜磁能，使得所有磁矩仍然平行長軸；反之，較大線寬的樣品其形狀異向性能較小，轉而由邊緣的靜磁能主導，使得邊緣磁區產生磁壁造成不一致的磁區分佈，我們推論邊緣處不一致的磁區分佈與樣品本身的形狀異向性能有關。

Study of magnetization reversal of permalloy planar wires by magneto-transport

Student : Pi-Shan Liao Advisor : Dr. Shih-Ying Hsu

Department of Electrophysics
National Chiao Tung University
Hsinchu, 30010, Taiwan

Abstract

In this work, we study the spatial distribution of magnetization reversal in patterned permalloy planar wires using magneto-transport properties.

A series of sample of 30nm thick, 20 μm long, and various widths ($0.2\mu\text{m} < w < 8.5\mu\text{m}$) were fabricated and systematically investigated. The magnetoresistance was carried out by a four-probe technique in a pumped ^4He cryostat equipped with an electromagnet. Here, the magnetic field is applied in the plane of the wire and makes an angle θ with the current direction which is along the long axis of the wire. Magnetoresistances of there samples result mainly from the spin-orbital coupling and the anisotropic scattering mechanism of s- and d- electrons, and are referred as anisotropic magnetoresistance (AMR). The effect depends on the orientation of magnetization with respect to the direction of electrical current and hence, can be used to explore the magnetization configuration of the sample.

Wire of width less than 2 μm is the so called single domain wire with typical abrupt switching in magnetization reversal process. For wires with widths between 1.5 μm and 0.6 μm , the in-plane MRs of different segments of the wire

behave very differently. Although the switching fields change slightly, the magnetization configuration is inhomogeneous from both ends up to somewhere of the wire. The region expands with increasing wire width. However, wire with width less than $0.5\mu\text{m}$ demonstrates a nearly homogeneous magnetization configuration, over 90% of the wire.

We find that the evolution of the spatial distribution of magnetization is closely related to the anisotropy energy of the individual wire. For narrower wires, the anisotropy energy is bigger and overcomes the magnetostatic energy due to the edges in the end regions forcing all moments still in parallel with the long axis of the wire. While, for wider wires of less anisotropy energy, the effect of magnetostatic energy due to the edges in the end regions dominates resulting in the formation of domain wall with an inhomogeneous distribution of magnetization. We suggest that the end domain region of inhomogeneous magnetization is determined by the shape induced anisotropic constant.

誌謝

轉眼間兩年過去了，非常感謝許世英老師在這兩年間耐心的教導，您的實驗態度與想法總能啓發我更深一層的思考，也非常感謝您在最後不厭其煩的檢閱、指導我的論文，你的指點總能帶給我全新的想法。

再來我想感謝已畢業的鐘廷翊學長，感謝學長耐心的指導我實驗技術，也謝謝您在 paper 方面的指導，經過與您的討論，我能更深入了解 paper 的內容。

接下來我想感謝我的實驗伙伴王惠潔學妹，感謝你爲我製作光微影樣品，在實驗的過程中，因爲能與你討論，我們才能順利的解決各種問題，也因爲實驗中有你在身邊，使我不會感到枯燥，真的非常謝謝你!

劉凱銘學長花了很長時間修理蒸鍍機並大幅提高真空度，使我蒸鍍樣品更順利，真的非常感謝您；也感謝林欣毅、林子諒兩位學長及莊勝豪在日常生活中幫了我不少瑣事，還有馨慧、智鈞及柯昇，有你們在爲實驗室增添了不少活力與樂趣；此外也感謝我的家人對我的支持與照顧。

最後再次感謝所有曾經幫助過我的人，願你們永遠健康、快樂。

目錄

中文摘要.....	I
英文摘要.....	II
誌謝.....	IV
目錄.....	V
圖目錄.....	VII
第一章 緒論.....	1
第二章 理論背景.....	3
2-1 磁區結構.....	3
2-2 磁性相關能量.....	6
2-2.1 交換能(exchange energy)	6
2-2.2 晶格異向性能(crystalline anisotropy energy)	7
2-2.3 Zeeman energy.....	8
2-2.4 靜磁能(magnetostatic energy)	8
2-2.5 能量影響的磁區變化.....	12
2-3 磁矩的翻轉機制.....	15
2-3.1 Coherent rotation – Stoner Wohlfarth Model.....	17
2-3.2 Non-uniform reversal mode - Curling rotation.....	23
2-4 異向性磁阻(AMR)	25
第三章 樣品製作及量測方式.....	26
3-1 微影技術.....	27
3-1.1 電子束微影製程.....	28
3-1.2 光微影技術.....	36
3-1.3 熱蒸鍍系統.....	37
3-2 樣品降溫與量測.....	39

3-2.1 He ⁴ 低溫系統(1)-簡介.....	39
3-2.2 He ⁴ 低溫系統(2)-操作方式.....	40
3-2.3 樣品量測(1)-四點量測.....	43
3-2.4 樣品量測(2)-磁電阻量測.....	44
第四章 實驗結果與討論.....	45
4-1 permalloy (Ni ₈₀ Fe ₂₀) wire.....	45
4-1.1 量測用電極之圖形設計.....	46
4-1.2 電阻對溫度變化的關係.....	47
4-2 磁區形態與磁矩翻轉形式.....	48
4-2.1 不同磁區形態下的磁電阻特性曲線.....	48
4-2.2 磁矩的翻轉形式.....	54
4-3 不同區間磁區的差異.....	58
4-3.1 中間磁區與邊緣磁區的差異.....	58
4-3.2 AMR effect-LMR.....	64
第五章 總結與進一步探討.....	68
5-1 結論.....	68
5-2 進一步探討.....	69
參考文獻.....	70

圖目錄

圖 2-1 不同磁區的磁矩在磁壁(domain wall)內的翻轉過程.....	4
圖 2-2 圓盤與方形材料在各種尺寸下的磁區結構.....	5
圖 2-3 扁長型橢球(prolate spheroid)	9
圖 2-4 扁長型橢球之去磁參數(N_d)與長寬比($m=c/a$)的關係圖.....	10
圖 2-5 細長型橢球(Slender spheroid)	10
圖 2-6 細長型橢球之去磁參數(N_d)與 width(單位: μm)的關係圖.....	11
圖 2-7 permalloy 橢球的磁區結構相對於 critical length 及 m 的關係.....	14
圖 2-8 上圖為三種翻轉機制下 H_{sw} 與扁長型橢球半徑(R)的關係圖，下圖則是磁矩翻轉的平面圖[9]	16
圖 2-9 總能量與外加磁場(H)、 θ 及 ϕ 的關係圖(假設 $K_u=1$ 及 $M_s=2$)， H_{sw} 參考(2-25)式。上圖為(a) $\theta=0^\circ$ (b) $\theta=90^\circ$ (c) $\theta=120^\circ$ ，下圖為 $\theta=120^\circ$	18
圖 2-10 在 coherent rotation 形式下， H_{sw} 跟外加磁場與易磁軸夾角(θ)的關係圖，圖中實線部份即是有名的 Stoner-Wohlfarth asteroid.....	20
圖 2-11 外加磁場與易磁軸夾角(θ)在 0° 、 30° 、 60° 及 90° 時外加磁場(H)與磁化強度(M)的關係[17]	21
圖 2-12 在 coherent rotation 形式下， H_{sw} 與 H_c 分別對外加磁場與易磁軸夾角(θ)的關係.....	22
圖 2-13 扁長型橢球內磁矩成 curling 翻轉的示意圖[10]	23
圖 2-14 扁長型橢球在 curling 形式下 H_{sw} 與 θ 的關係.....	24
圖 3-1 實驗流程圖.....	26
圖 3-2 樣品在不同放大倍率下所拍攝之 SEM 圖片.....	27
圖 3-3 在基板上塗上一層電子阻劑(PMMA)	30
圖 3-4 電子束照射區域.....	30
圖 3-5 電子阻劑顯影過後所留下的凹槽.....	30

圖 3-6 蒸鍍上金屬材料後的樣品.....	30
圖 3-7 舉離過後的樣品.....	30
圖 3-9 中央部份為利用電子束微影所製作的成品($Ni_{80}Fe_{20}$ 線 + 金跨線)，外圍 的金電極則是利用光微影技術製作而成.....	31
圖 3-9 受電子濃度(劑量)大小影響的樣品剖面示意圖.....	32
圖 3-10 電子照射在 Design-CAD 所繪區域上的電子阻劑示意圖.....	33
圖 3-11 spot size 大小影響曝光時電子照射的區域.....	33
圖 3-12 不同厚度的金屬薄膜與電子阻劑造成的影響.....	34
圖 3-13 不同厚度的電子阻劑所造成的影響.....	35
圖 3-14 電子顯微鏡下的光微影接腳.....	36
圖 3-15 蒸鍍機系統示意圖.....	37
圖 3-16 He^4 低溫系統結構圖.....	42
圖 3-17 二點量測與四點量測的比較.....	43
圖 4-1 本實驗樣品在 SEM 下所拍攝的圖片.....	46
圖 4-2 樣品電阻對溫度變化下的量測結果.....	47
圖 4-3 線寬為 $0.2\mu m$ 及 $1.5\mu m$ 的樣品在不同外加磁場方向下所量測的磁電阻特 性曲線。.....	49
圖 4-4 為線寬 $0.6\mu m$ 的樣品分別在 $\theta=30^\circ$ 及 50° 所量測的磁電阻特性曲線.....	50
圖 4-5 不同線寬的樣品其飽和磁電阻與 θ (外加磁場和電流方向夾角)的關係。...51	51
圖 4-6 左圖為線寬 $8.5\mu m$ 的樣品在 LMR 及 TMR 的特性曲線($T=10K$)，右圖是 其在 $\theta = 0^\circ$ 與 90° 間多組不同 θ 的 MR 特性曲線。.....	53
圖 4-7 為線寬 $0.5\mu m$ 的樣品在不同外加磁場方向下的磁電阻特性曲線($T=10K$)。 左圖為在低磁場下的放大圖.....	54
圖 4-8 各線寬樣品在 center 區所量測的 H_{sw} 與 θ 的關係圖，實線部份為扁長型 橢球在 curling rotation 下預測的理論線。.....	56

表一 各線寬樣品所用的參數， R_{fit} 即是利用(4-3)式擬合的參數。	56
圖 4-9 線寬與 $H_{sw}(\theta = 0^\circ)$ 的對數關係圖，實線為 $w^{-1.22}$ 的關係式(w 為線寬)，圖中標示 w^{-1} 及 w^{-2} 的線為參考斜率。	57
圖 4-10 在瞬間翻轉場時的 AMR effect	58
圖 4-11 樣品線寬 $0.2\mu\text{m}$ 在不同區間的磁電阻特性曲線，磁場與電流方向依序由上而下為 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$	59
圖 4-12 樣品線寬 $0.2\mu\text{m}$ 在不同區間所量測的 H_{sw} 值	59
圖 4-13 樣品線寬 $0.75\mu\text{m}$ 在不同區間的磁電阻特性曲線，磁場與電流方向依序由上而下為 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$	60
圖 4-14 樣品線寬 $0.75\mu\text{m}$ 在不同區間所量測的 H_{sw} 值	60
圖 4-15 樣品線寬 $1\mu\text{m}$ 在不同區間的磁電阻特性曲線，磁場與電流方向依序由上而下為 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$	61
圖 4-16 樣品線寬 $1\mu\text{m}$ 在不同區間所量測的 H_{sw} 值	61
圖 4-17 樣品線寬 $1.9\mu\text{m}$ 在不同區間的磁電阻特性曲線，磁場與電流方向依序由上而下為 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$	62
圖 4-18 樣品線寬 $1.9\mu\text{m}$ 在不同區間所量測的 H_{sw} 值	62
圖 4-19 樣品線寬 $4\mu\text{m}$ 在不同區間的 LMR 及 TMR 特性曲線	63
圖 4-20 樣品線寬 $8.5\mu\text{m}$ 在不同區間的 LMR 及 TMR 特性曲線	63
圖 4-21 為線寬 $0.85\mu\text{m}$ 及 $1.9\mu\text{m}$ 的樣品各區在 LMR 下瞬間翻轉場時的 AMR effect。	64
圖 4-22 各線寬樣品在 LMR 下瞬間翻轉場時的 AMR effect 其空間分佈圖	65
圖 4-23 圖(a)為線寬 $0.85\mu\text{m}$ 的樣品在 TMR 的磁電阻特性曲線，紅色實線為二次函數擬合的結果，點為實際實驗的數據。圖(b)是我們所得到的線寬小於 $2.1\mu\text{m}$ 所有樣品的 K_u 值。	66

第一章：緒論

微米尺度以下的磁性物質，其磁性行為與其幾何形狀大小有密切關係，近年來，奈米結構製作技術快速發展，可製作出許多磁性微結構，因此愈來愈多的微結構磁性行為被人們所發現。

近年來最重要性的磁性研究即是巨磁阻的發現，在奈米尺度的磁性金屬多層薄膜中，電子的平均自由路徑大於多層膜結構，因此可輕易穿透薄膜，如果兩層磁性物質的磁化方向相反，與第一層磁化方向平行的電子可以順利通過第一層，卻會被第二層相反磁性方向的磁性物質所散射，造成通過的此區的電流減少，磁電阻上升；當磁化方向隨著外加磁場增加而由反平行組態轉為平行組態時，磁電阻便會下降，由於下降的值非常明顯(室溫下即可達 20%)，因此稱為巨磁阻(GMR)效應(1988)[1]。利用巨磁阻的變化，可以定義邏輯訊號的 0 與 1，進而發展出磁阻式隨機存取記憶體(magnetoresistive random access memory, MRAM)，MRAM 具有高記憶密度、低功率操作、快速存取及非揮發(non-volatile)等特性，有極大的工業價值，前景可期。巨磁阻的發現，更開啓了近年來自旋電子學的研究熱潮，在近 20 多年內利用自旋相關傳輸效應亦發展了許多新穎之固態元件。

本篇論文主要探討的是一系列不同微米寬之鎳鐵平板線在外加磁場下的磁矩翻轉機制，並進一步探討在各樣品空間上磁區翻轉的差異性。本實驗是利用量測樣品磁電阻的方式探討其內磁矩的翻轉過程，進而分析其磁區變化。

在第二章我們首先介紹磁區的形成，不同能量下的磁性材料具有不同的磁區結構，因此我們會介紹影響微米磁性材料的相關能量。對一微米寬之鎳鐵平板線而言，能量會受到其幾何形狀與大小影響，因此我們在進行理論分析時，可以將平板線形狀近似於橢球結構，利用橢球模型分析不同樣品寬度下能量的變化，進而分析其內部磁矩翻轉的形式。

第三章簡單介紹樣品的製作與量測過程；爲了完成樣品，我們必須要有製作微米尺寸之磁性結構的技術，其中包括光微影與電子束微影製程。爲了降低磁性樣品受溫度的影響，我們利用低溫系統進行降溫，故在本章節中會詳細介紹低溫系統。最後由於我們是利用量測樣品磁電阻的方式來探討其內磁區的變化，因此磁電阻量測方式也會在本章節中詳述。

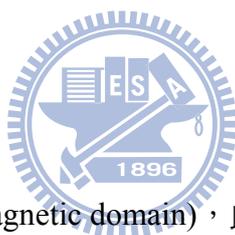
第四章呈現我們實驗的結果，首先會介紹本實驗所用之磁性材料 permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$)的基本特性；接著呈現鎳鐵平板線不同磁區結構及不同外加磁場方向下的磁電阻特性曲線，並分析不同線寬之樣品其內磁矩翻轉的形式。最後，針對典型單磁區結構的樣品，量測各樣品在不同位置下的 LMR 曲線，得知翻轉效應在磁區 switching 時的空間分佈，之後比較同一樣品內中間區域與邊緣區域磁矩翻轉的差異，並進而探討造成此現象的機制。

最後，我們會將實驗總結及未來發展在第五章簡單敘述。



第二章：理論背景

在本章中，我們將介紹磁性微結構的相關理論及文獻。第一節首先介紹磁性物質磁區的結構，不同尺寸的磁性材料受到最低能量的限制而有不同的磁區變化。第二節將介紹影響磁性微米結構的相關能量如交換能(exchange energy)，晶格異向性能(crystalline anisotropy energy)，靜磁能(magnetostatic energy)及 Zeeman energy；並用能量的關點討論磁性微米線的磁區變化。第三節將介紹磁矩(moment)的翻轉機制，當材料本身的晶格異向性能不大時，磁矩翻轉方式主要受到樣品本身形狀與大小影響，目前已發現的翻轉機制為 coherent rotation、curling rotation 及 buckling rotation。由於我們實驗是以量測磁電阻的方式探討鐵磁性微米線的磁區變化，因此在第四節將會簡單介紹異向性磁阻效應(AMR effect)。



2-1 磁區結構

鐵磁特性中有所謂磁區(magnetic domain)，此概念由 Weiss 首先提出：具有鐵磁性之物質根據其本身能量分佈的狀態會將同一晶體結構區分成幾個不同的區域，而在此一區域中的磁矩都會指向同一方向[2]。實際上，這想法解釋了為何在數十倍 MOe 的磁場下鐵磁物質仍然無法完全飽和，也解釋為何鐵磁材料的平均磁化強度(magnetization)為零時卻同時存在局部非零磁場的區域。各磁區之間由一層厚度約奈米級的磁壁(domain wall)所隔開，因相鄰兩磁區之磁矩方向不同，磁矩會在磁壁中作連續循環的翻轉。如圖 2-1。

不論是塊材還是薄膜，靜態或是動態，磁區的變化都由整個系統能量所決定，一個穩定的磁區分佈即是最低能態的表現[3]，換言之，物質的總能量決定了磁區的結構。實際上所考慮的能量有些是材料本身的特性，例如飽和磁化強度及晶格結構，這些特性會與材料種類及樣品在製作過程中的沉積(deposition)方式有關[4]；而其他外在影響因素，例如外加磁場強度及方向，樣品的大小及形狀

也是影響能量的重要因素。

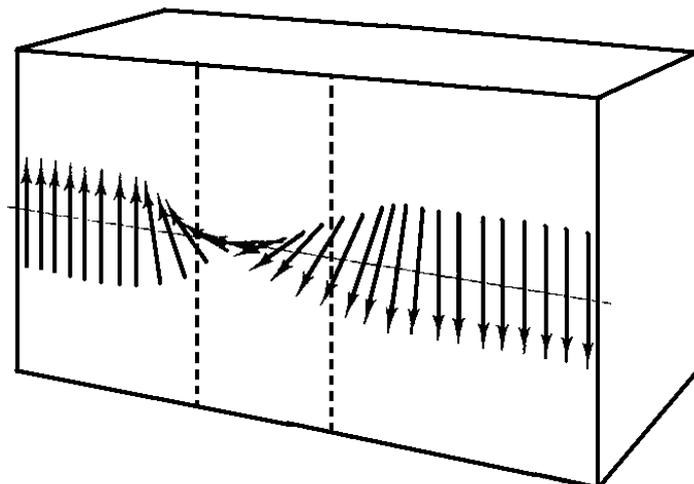


圖 2-1 不同磁區的磁矩在磁壁(domain wall)內的翻轉過程，磁壁的寬度一般介於奈米與微米等級[5].

我們先簡單介紹磁區的結構，在無外加磁場的情況下，我們單單只考慮受材料形狀及大小影響所形成的磁區結構，現在假設存在一鐵磁性圓盤(ferromagnetic disk)，其直徑大於磁區大小($\sim\mu\text{m}$)時，磁矩如果皆排列在同一方向上即如同兩塊同極磁鐵相斥，會產生很強的靜磁能，為了降低總能量，尺寸較大的塊材(bulk)或薄膜(thin film)通常形成多磁區(multi-domain)結構，雖然由於磁壁的產生會增加交換能及異向性能，但卻能大大減少靜磁能，最後能量會達到平衡；當圓盤直徑縮小接近磁區大小但仍然大於磁壁寬度($\sim\text{nm}$)時，靜磁能仍然是主導，這時圓盤中的磁矩會形成封閉漩渦狀(vortex)[6][7]；持續縮小圓盤直徑小於磁壁寬度，因為磁矩間的距離縮短，彼此間旋轉的角度變大，這時交換能會大於靜磁能，為了降低交換能，所有磁矩反而會傾向於某一方向排列而形成單磁區(single-domain)結構[8]。

下圖為圓盤及方形材料在各種尺寸下的磁區結構。對一個方形結構來說，當尺寸縮小至接近磁區大小時，仍會由多磁區轉變成封閉漩渦狀，但與圓盤不同的是有磁壁產生，此情況是由於磁矩傾向於躺在邊緣所致[9]。

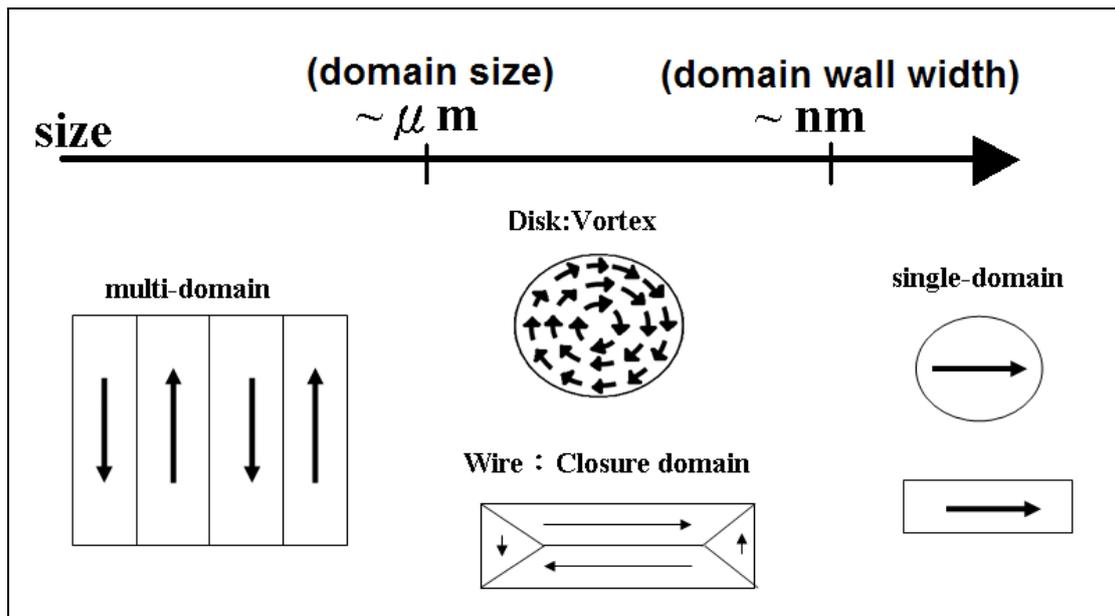


圖 2-2 圓盤與方形材料在各種尺寸下的磁區結構，當圓盤尺寸大時與方形結構可同等視為一塊材，同樣形成 multi-domain。



2-2 磁性相關能量

在本節中，將介紹影響磁性微米結構的各種能量[10][11]，包括交換能(exchange energy, E_{ex})，晶格異向性能(crystalline anisotropy energy, E_{ca})，靜磁能(magnetostatic energy, E_{mag})及 Zeeman energy(E_z)，所謂影響磁區的能量即是上述能量的總合，由於自然界中，物質皆傾向於處在最低能態，因此我們可以透過計算總能量的最小值來推斷磁性材料可能發生的變化。

2-2.1 交換能(exchange energy)

磁性材料中，磁矩的貢獻來自於原子中電子自旋與自旋軌道間的交互作用，此交互作用即是結合泡立不相容法則及庫侖力的結果，而自旋間存在一交互作用力(exchange force)，所產生的能量即為交換能。假設現在存在著 i, j 兩原子，其分別貢獻的自旋為 S_i, S_j ，考慮在 Heisenberg model 中，交換能可寫為 [5]：

$$U_{ij} = -2J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2-1)$$

J_{ij} 是與 i, j 兩原子有關的交換積分常數，對一個鐵磁性材料而言，若 $J > 0$ ，磁矩在平行排列時有能量最小值，如鐵磁性材料；若 $J < 0$ ，則磁矩在反平行排列時有能量最小值，如反鐵磁材料，不同磁性材料有不同的 J 。

一般情況下，自旋間交互作用只會影響其相鄰的原子，故總能量即是每個原子與其相鄰原子間的交換能總和：

$$E_{ex} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -2 \sum_{i>j} J_{ij} S^2 \cos \phi_{ij} \quad (2-2)$$

上式 ϕ_{ij} 表示鄰近兩原子自旋軌道間的夾角，由於磁矩交互作用只在很小的範圍內發生，原子自旋間的夾角很小 ($\phi_{ij} \ll 1 \Rightarrow \cos \phi_{ij} - 1 \cong -(1/2)\phi_{ij}^2$)，因此上式可改寫成：

$$E_{ex} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} S^2 - 2 \sum_{i>j} J_{ij} S^2 (\cos \phi_{ij} - 1) = E_{ex}(\phi = 0^\circ) + \Delta E_{ex} \quad (2-3)$$

故

$$\Delta E_{ex} \cong 2J_{ij} S^2 \sum_{i>j} \phi_{ij}^2 \quad (2-4)$$

若考慮材料的晶格結構，每單位體積能量為：

$$\Delta E_{ex} = A \int_{-\infty}^{\infty} [(\bar{\nabla} m_x)^2 + (\bar{\nabla} m_y)^2 + (\bar{\nabla} m_z)^2] dv \quad (2-5)$$

其中

$$A = JS^2 \left(\frac{c}{a}\right) \quad (2-6)$$

a 為晶格常數， $\bar{M} = m_x \hat{i} + m_y \hat{j} + m_z \hat{k}$ 是磁化強度的方向，簡稱磁化向量， c 是決定於材料的晶格結構($c=1$ 是單晶(S.C)， $c=2$ 是體心立方(B.C.C)， $c=4$ 是面心立方(F.C.C)， $c=2\sqrt{2}$ 是六角最密堆積(H.C.P))，對大部份的鐵磁材料而言， A 值大致介在 $1 \times 10^{-6} \sim 2 \times 10^{-6}$ (erg/cm)之間。

2-2.2 晶格異向性能(crystalline anisotropy energy)

在晶體中，因原子間距的不同造成自旋軌道耦合強度的差異，使得磁距在不同的晶軸方向上有不同的能量大小，而事實上，大部份的磁距仍然傾向於一個方向，尤其是鐵磁性材料，這種沿著固定晶軸方向上的能量我們稱為異向性能或晶格異向性能(crystalline energy)。

對一個單晶結構而言，晶格異向性能(E_{ca})可用數學式表示成[11]：

$$E_{ca} = v[K_0 + K_1(\cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 + \cos^2 \theta_2 \cos^2 \theta_3 + \cos^2 \theta_3 \cos^2 \theta_1) + K_2 \cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 \cos^2 \theta_3 + \dots,] \quad (2-7)$$

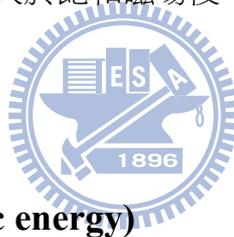
K_0, K_1, K_2, \dots 是晶格異向性常數，單位是能量密度(erg/cm³)， v 是物體體積， $\theta_0, \theta_1, \theta_2$ 則是指晶軸與磁矩間的夾角。 K_0 與角度無關，不同晶軸上的 K_0 皆相同，因此分析時可忽略，而在大部份情況下 K_2 相對 K_1 來說很小，我們也可以忽略，當 $K_1 > 0$ 時，表示晶格的易磁軸(easy-axis)是在 $\langle 100 \rangle$ 方向，例如鐵(Fe)；而 $K_1 < 0$ 時，易磁軸則是在 $\langle 111 \rangle$ 方向上，例如鎳(Ni)。

2-2.3 Zeeman energy

Zeeman energy 是指磁矩在外加磁場下所產生的能量，用數學式表示為：

$$E_z = - \int_v \bar{H} \cdot \bar{M} dv \quad (2-8)$$

\bar{H} 表示外加磁場， \bar{M} 是磁化向量， v 是物體體積。矩磁平行外加磁場時，此能量為最小值，因此當外加磁場大於飽和磁場後，樣品內所有磁矩會與外加磁場平行。



2-2.4 靜磁能(magnetostatic energy)

靜磁能即是古典力學中偶極矩與偶極矩間交互作用所產生的能量。在單一磁性物質中，存在一磁化向量 \bar{M} ，根據 Maxwell's equation， $\nabla \times \bar{H} = 0$ ， \bar{H} 是外加磁場，由此產生一位能 ϕ ，則 $\nabla^2 \phi = -\nabla \cdot \bar{H} = \nabla \cdot \bar{M}$ ，因此解出 ϕ 為：

$$\phi(r) = -\frac{1}{4\pi} \int_v \frac{\nabla \cdot \bar{M}(r')}{|r-r'|} dv + \frac{1}{4\pi} \int_s \frac{\bar{n} \cdot \bar{M}(r')}{|r-r'|} ds \quad (2-9)$$

\bar{n} 是垂直面上的方向， $\bar{H}_d = -\nabla \phi$ 即被稱為磁偶極場，因為其方向與磁化方向相反，因此也被稱為去磁場(demagnetizing field)。由上述可知，靜磁能(去磁能)可表示為：

$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \int_v \bar{M} \cdot \bar{H}_d dv \quad (2-10)$$

上式積分即是表示一個磁矩 (Mdv) 在其他磁矩所產生的去磁場 (\overline{H}_d) 中所受的能量。考慮一形狀是橢球且為單磁區結構的磁性物質中，去磁場的大小會與磁化向量成正比，可表示為：

$$\overline{H}_d = -N_d M_s \quad (2-11)$$

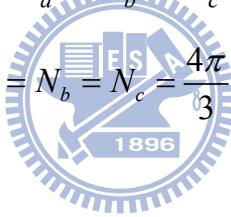
N_d 稱為去磁參數(demagnetization factor)，與材料的形狀有關， M_s 為飽和磁化強度。對單一橢球而言， a 、 b 、 c 表示橢球的三個軸長度，令 $a \geq b \geq c$ ，而 N_a 、 N_b 、 N_c 表示沿著這三軸方向的去磁參數，去磁參數 N_a 可表示成[12]：

$$N_a = 2\pi abc \int_0^\infty \frac{(a^2 + \eta)^{-1}}{\sqrt{(a^2 + \eta)(b^2 + \eta)(c^2 + \eta)}} d\eta \quad (2-12)$$

而三個去磁參數間的關係如下式：

$$N_a + N_b + N_c = 4\pi \quad (2-13)$$

對單一球體($a = b = c$)來說， $N_a = N_b = N_c = \frac{4\pi}{3}$ 。下面我們將分別介紹兩個特別的橢球圖形[12]。



扁長型橢球(Prolate ellipsoid) : $c \gg a = b$

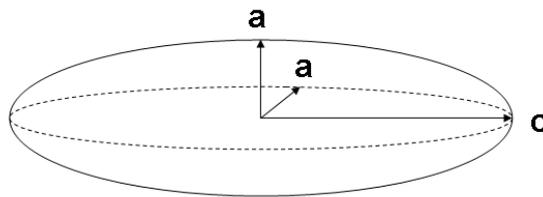


圖 2-3 扁長型橢球(**prolate ellipsoid**)，為最常用來分析的橢球圖形。橢球半徑為 a ，全長為 $2c$ 。

當我們定義 $m = c/a$ 時，去磁參數可寫成：

$$N_c = 4\pi \frac{1}{m^2 - 1} \times \left[\frac{m}{2(m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \times \ln \left(\frac{m + (m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{m - (m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \right) - 1 \right] \quad (2-14)$$

$$N_a = N_b = 4\pi \frac{m}{2(m^2 - 1)} \times \left[m - \frac{m}{2(m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \times \ln \left(\frac{m + (m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}}{m - (m^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \right) \right]$$

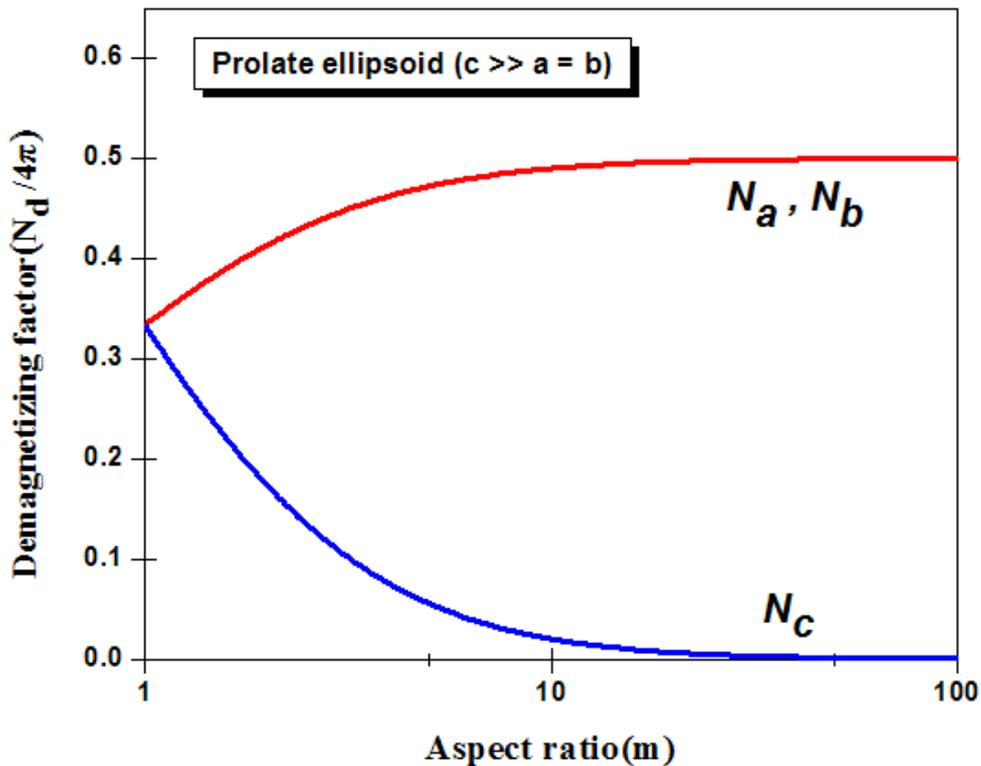


圖 2-4 扁長型橢球之去磁參數(N_d)與長寬比($m = c/a$)的關係圖

細長型橢球(Slender ellipsoid) : $c \gg a > b$

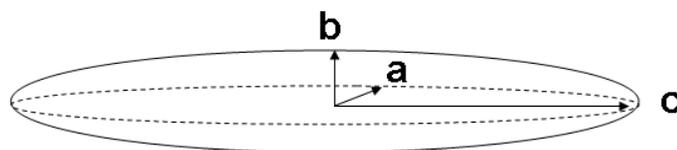


圖 2-5 細長型橢球(slender ellipsoid)。

此種橢球形式通常用來分析非圓形截面的樣品，例如奈米線沉積在有菱形孔隙的單晶基板上。三個方向的去磁參數分別可寫成：

$$\begin{aligned}
N_a &= 4\pi \frac{b}{a+b} - \frac{1}{2} \frac{ab}{c^2} \ln\left(\frac{4c}{a+b}\right) + \frac{ab(3a+b)}{4c^2(a+b)} \\
N_b &= 4\pi \frac{a}{a+b} - \frac{1}{2} \frac{ab}{c^2} \ln\left(\frac{4c}{a+b}\right) + \frac{ab(a+3b)}{4c^2(a+b)} \\
N_c &= 4\pi \frac{ab}{c^2} \left[\ln \frac{4c}{a+b} - 1 \right]
\end{aligned}
\tag{2-15}$$

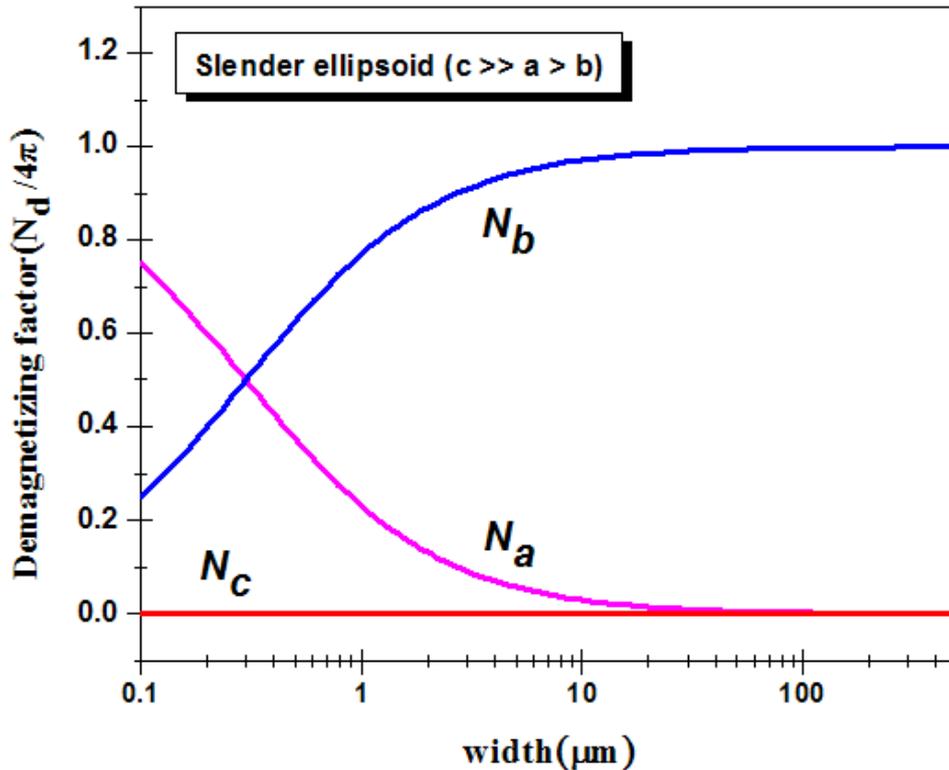


圖 2-6 細長型橢球之去磁參數(N_d)與 width(單位: μm)的關係圖, 令 $2a$ (線寬)= w , $2c$ (長度)= $20\mu\text{m}$, $2b$ (厚度)= 30nm 。

由於去磁能與物體的形狀相關連且具有單一軸的特性, 因此我們也將去磁能稱為形狀異向性能(shape anisotropy energy)。

我們考慮一微米線, 形狀近似無限長圓柱時, 可將此視為一高長寬比的扁長形橢球(prolate ellipsoid), 在圖 2-4 中, 當扁長形橢球長寬比 $m = c/a > 10$ 時, 沿著 hard axis(短軸方向)的去磁參數 $N_a = 2\pi$, 而沿著 easy axis(長軸方向)的去磁參數 $N_c = 0$ 。

由數學式(2-10)、(2-11)可知 $E_d = \frac{1}{2} N_d M_s^2$ ，因此在一單磁區結構的扁長形橢球中兩軸方向的形狀異向性能差值(K_u)為：

$$K_u = \Delta E_d = E_a - E_c = \frac{1}{2} (N_a - N_c) M_s^2 = \pi M_s^2 \quad (2-16)$$

2-2.5 能量影響的磁區變化

在本節中，我們將會討論磁性微米線在最低能量下的磁區結構。在無外加磁場下，一微米尺寸且具高長寬比的鐵磁線，當磁矩皆沿著長軸方向一致排列，此方向亦是晶格異向性的易磁軸方向時，交換能與晶格異向性能會幾乎為零，並產生很強的靜磁能，為了降低能量，磁矩間便會偏轉產生磁壁(domain wall)以減少靜磁能，雖然磁壁會增加異向性能及交換能，但卻大大減少了靜磁能，最後所有能量會達到平衡，這時便是 non-uniform magnetization 狀態；而當微米線的尺寸縮小導致磁矩間翻轉角度變大而大幅增加交換能時，這時所有磁矩反而偏向一致性排列以減少交換能，此時則是 uniform magnetization(single domain)狀態。由於影響磁區變化的能量主要受到靜磁能(形狀異向性能)及交換能主導，換言之就是與樣品本身的形狀及大小密切相關，而我們現在分析的是線結構，因此可以利用扁長型橢球(prolate spheroid)模型近似來討論微米線的能量變化。

考慮一微米線在無外加磁場下，當所有磁矩皆沿著長軸方向一致排列時，由數學式(2-10)、(2-14)可知此 uniform 狀態的靜磁能可表示成[13]：

$$E_{uniform} = E_d = \frac{1}{2} N_c M_s^2 v \quad (2-17)$$

v 為體積， N_c 為橢球長軸方向的去磁參數， M_s 是飽和磁化強度。

當磁矩分佈是 non-uniform 狀態時，靜磁能並不容易由數學運算得知，但 Brown 想出了一種可估算靜磁能範圍的方式[2]，我們只需考慮較低能量，而 non-uniform 的靜磁能可寫成：

$$E_{non-uniform} = - \int_{sample} \overline{M} \cdot \overline{H}'' dv - \frac{1}{8\pi} \int_{space} \overline{H}''^2 v' \quad (2-18)$$

前項積分是指橢球本身，後項則是指全部空間， \overline{M} 是造成靜磁能的磁化向量而 \overline{H}'' 是由其他分佈所造成的磁場。我們假設給定的磁場 \overline{H}'' 與 uniform 狀態的橢球有相同大小，故

$$\overline{H}''^2 = -\left(\frac{1}{v}\right) \int N_d \cdot \overline{M} dv \quad (2-19)$$

N_d 是橢球去磁參數，令 $N_d \cdot \overline{M} = m$ 則(2-18)式可改寫成：

$$E_{non-uniform} = \frac{1}{2} v M_s^2 [N_a \langle m_a \rangle^2 + N_b \langle m_b \rangle^2 + N_c \langle m_c \rangle^2] \quad (2-20)$$

m 是各軸的單位向量 $\langle m_{a,b,c} \rangle = (1/v) \int m_{a,b,c} dv$ 。利用此條件 $m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 = 1$ 及

Lagrangian multiplier 法來找出 $E_{non-uniform}$ 的最小值，而 Brown 已經證明當磁性材料的尺寸小於 critical size 時，便會呈現 uniform magnetization。因此，對一任意分佈磁化向量所產生的靜磁能而言，若磁矩形成 uniform 狀態，則條件

$E_{non-uniform} \geq E_{uniform}$ 必須成立。由此不等式我們可以得出結論，對於一半徑 R ，長為 L 的鐵磁性扁長型橢球，易磁軸在長軸上且無外加磁場時，磁矩在 uniform 及 non-uniform 狀態的邊界 critical length(L_c)可寫成[2]：

$$L_c = m \times 2R_c = 2m \times \frac{q}{M_s} \sqrt{\frac{C}{N_c}} \quad (2-21)$$

q 是 Bessel functions 的最小解，與橢球的長寬比($m = L / 2R$)有關，而與材料的種類無關， $q = 1.8412 + 0.48694 / m - 0.11381 / m^2$ [2]， N_c 是橢球長軸方向的去磁參數， M_s 是飽和磁化強度， C 為交換常數。以 permalloy 為例， $M_s = 820 \text{ emu/cm}^3$ ， $C = 2 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ 。

圖 2-7 即是對於 permalloy 橢球而言，critical length(L_c)與長寬比(m)的關係。由圖中可知，當一橢球長 $20\mu\text{m}$ ，則長寬比大於 45 會成為 uniform 狀態，換言之，寬度小於 $0.45\mu\text{m}$ 會形成單磁區結構。當長寬比愈高，磁矩愈容易形成 uniform 狀態；反之，長寬比愈小時，較容易形成 non-uniform 狀態。

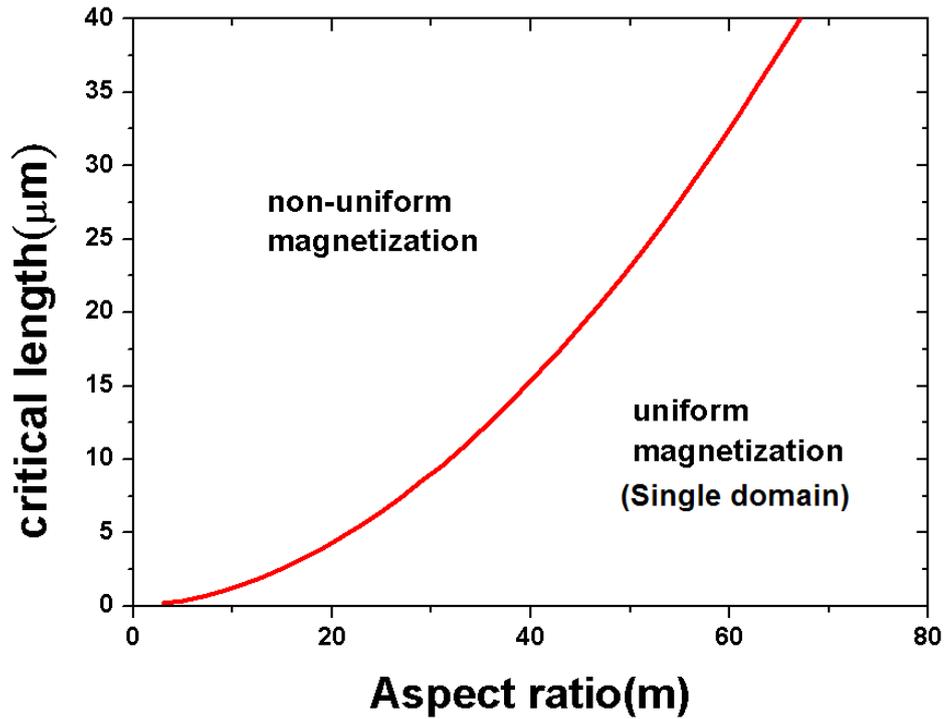


圖 2-7 permalloy 橢球的磁區結構相對於 critical length 及 m 的關係。

2-3 磁矩的翻轉機制

在外加磁場下磁區結構的變化即是由於磁矩的翻轉所造成的。磁性薄膜及塊材(bulk)的翻轉機制已廣泛地被探討，而近年來由於奈米結構製作技術快速發展，愈來愈多人投入磁性微結構的研究。

我們的研究主要是探討微米線的翻轉過程。對一個低長寬比、尺寸大的微米線，其實已可視為一薄膜，因此磁區聚集及磁區間磁壁的移動仍然是主要的翻轉方式；但是當線的長寬比變大，尺寸小於 critical size 時便容易形成單磁區 (single-domain) 結構，而過去研究中指出單磁區有三種翻轉方式[14][15]：coherent(unison) rotation、curling rotation 及 buckling rotation。

圖 2-8 為三種翻轉機制下 switching field(H_{sw})與扁長型橢球半徑(R)的關係。如圖所示，coherent rotation 即是指在翻轉的過程中，各區域磁矩仍然平行排列；相對來說，curling rotation 是在長軸方向的截面上磁矩分佈成漩渦式，而 buckling rotation 則是長軸上磁矩分佈呈 S 型。

coherent rotation 的 H_{sw} 與樣品的大小無關，但 curling rotation 的情況則相反，當線寬增加時 H_{sw} 便會相對減少，實際上在 coherent 與 curling 之間存在一個門檻，當橢球半徑(R)高於某一值時，翻轉機制便會由 coherent 轉變成 curling，而這個門檻決定於交換長度(exchange length)， $\ell_{ex} = \sqrt{C} / M_s$ ，當 R 大於 ℓ_{ex} 時，磁矩便會用 curling 的形式翻轉；反之， R 小於 ℓ_{ex} 時，便會發生 coherent rotation。由於 buckling 形式介在上述兩者之間且只會發生在很小的範圍內，不易觀察，因此一般磁矩翻轉都視為 coherent 及 curling rotation 兩種。

另外也有一些研究成果提出利用模擬的方式可證明磁矩在翻轉的過程中實際上也不一定是單一性的，有可能之中會產生磁壁，而這些磁壁在翻轉過程中會被推移直至飽和後才消失[16]。

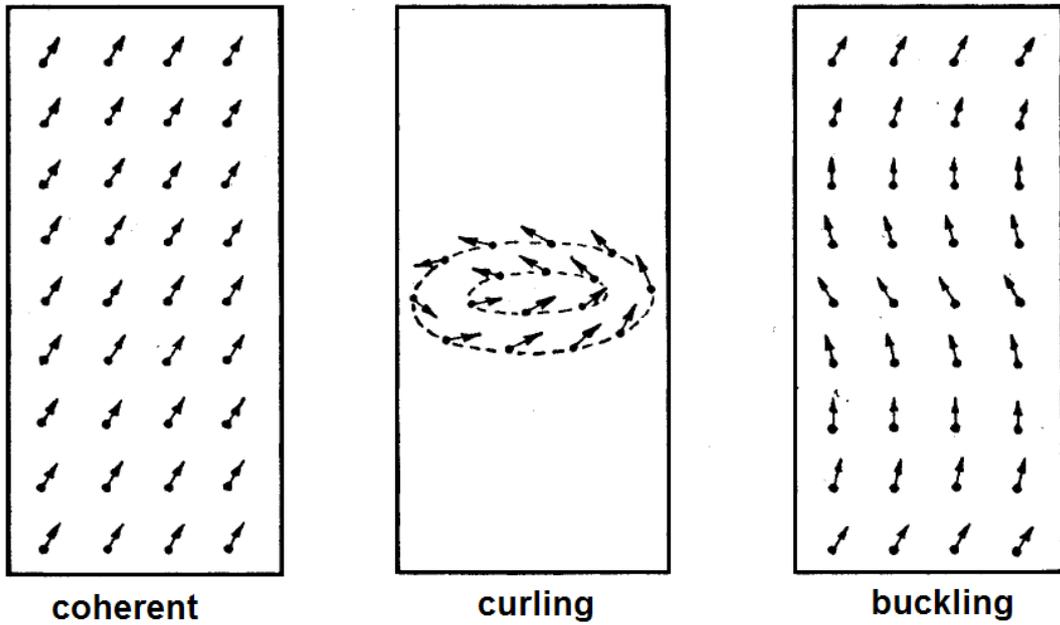
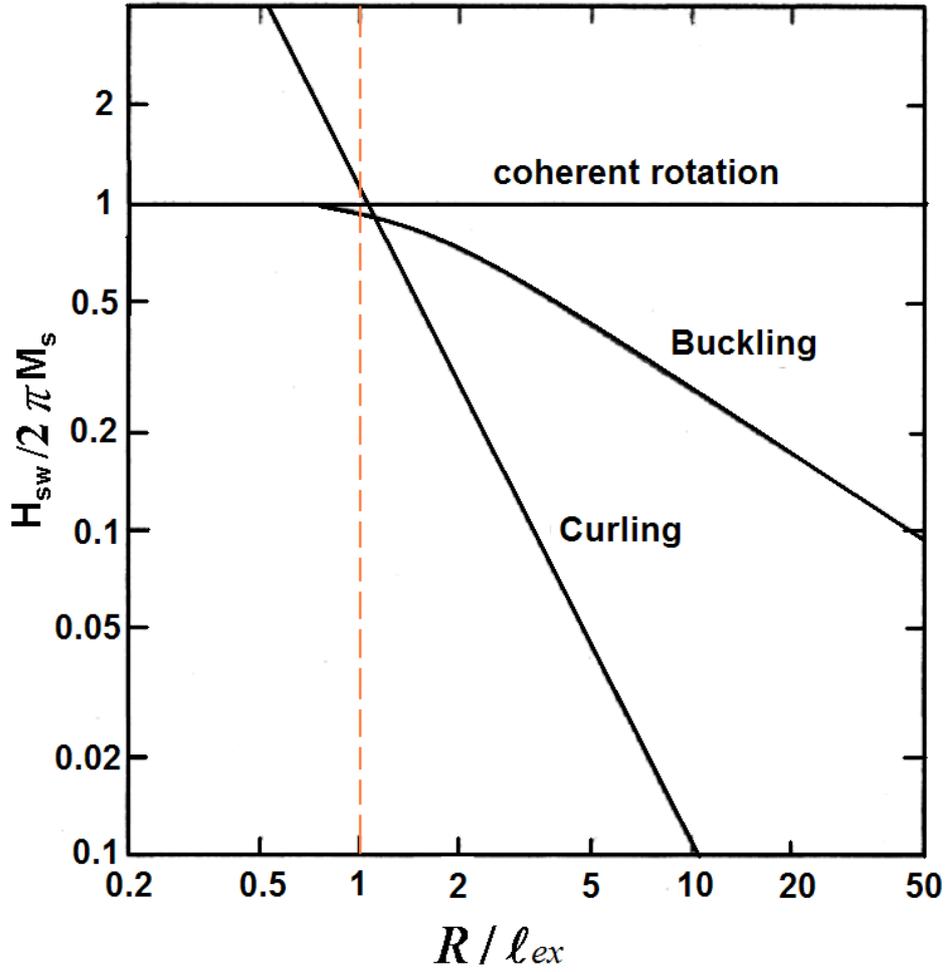


圖 2-8 上圖為三種翻轉機制下 H_{sw} 與扁長型橢球半徑(R)的關係圖，下圖則是磁矩翻轉的平面圖[15]。 ℓ_{ex} 為交換長度。

2-3.1 Coherent rotation – Stoner Wohlfarth Model

所有的磁矩在翻轉過程中彼此平行排列的情況我們稱為 coherent rotation，此翻轉機制可以古典 Stoner-Wohlfarth(SW) Model 解釋[17]。在 SW model 中，當全部磁矩排列在同一方向上，交換能及晶格異向性能很小可忽略，所有能量只需考慮靜磁能及 Zeem energy。由(2-8)式可知 $E_z = -\vec{H} \cdot \vec{M}_s$ ，故總能量可以表示成[18]：

$$E_{total} = E_d + E_z = K_u \sin^2 \phi - HM_s \cos(\theta - \phi) \quad (2-22)$$

ϕ 及 θ 分別是磁化向量與外加磁場對易磁軸方向的夾角， K_u 是單軸異向性能常數。由上述式子可知，當外加磁場為零時，總能量的最小值會發生在 $\phi = n\pi$ ， $n = 0, 1, 2, \dots$ 處，換言之磁矩會傾向於沿著易磁軸方向。

圖 2-9 為根據(2-22)式表示能量與外加磁場(H)、 θ 及 ϕ 的關係圖(假設 $K_u=1$ 及 $M_s=2$)， H_{sw} 參考(2-25)式。圖中可看出， ϕ 在某些角度有能量最小值，因此磁矩會產生偏轉，我們利用三種不同的 θ 來解釋磁矩翻轉的情形。如圖 2-9(a)所示，外加磁場為零時，磁矩會沿著易磁軸方向 $\phi=0^\circ$ ，當我們外加一反方向的磁場 $\theta=180^\circ$ 後，磁矩的能量便會開始增加，而持續加大磁場到 H_{sw} (switching field) 之前，磁矩在 $\phi=0^\circ$ 處比起周圍依然處在能量最小值，此時並不會翻轉，而當磁場加到 H_{sw} 時，會發現 $\phi=0^\circ$ 時的能量已經比周圍來得高，而在 $\phi=180^\circ$ 有能量最低點，因此磁矩會快速翻轉至 $\phi=180^\circ$ 達到飽和；圖 2-9(b)是外加磁場與易磁軸夾角 90° 的情形，一開始無外加磁場時，磁矩仍會沿著易磁軸方向，一旦開始加入磁場後，由圖可知， $\phi=0^\circ$ 就不再是能量最低點，因此隨著外加磁場增加，磁矩會緩慢向著 90° 方向偏轉，最後在 $\phi=90^\circ$ 時達到飽和；圖 2-9(c)則是外加磁場與易磁軸夾角 120° ，同樣地，外加磁場為零時， $\phi=0^\circ$ 仍是能量最小值；而外加磁場開始慢慢增加時，能量最低點從 $\phi=0^\circ$ 至 $\phi=60^\circ$ 會緩慢移動；當外加磁場大於 H_{sw} 後，磁矩便會快速翻轉至 $\phi=120^\circ$ 。

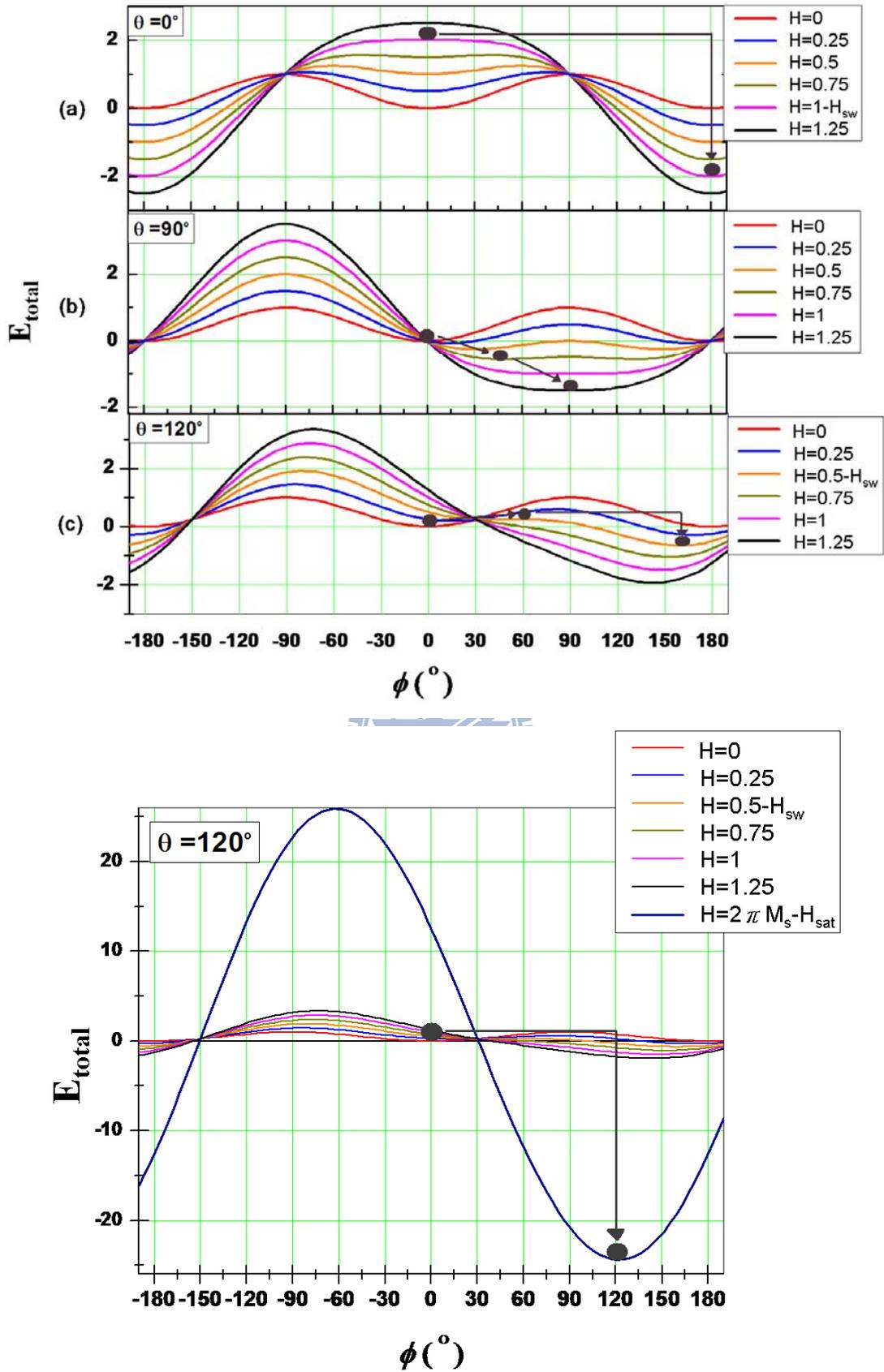


圖 2-9 總能量與外加磁場(H)、 θ 及 ϕ 的關係圖(假設 $K_u=1$ 及 $M_s=2$)， H_{sw} 參考(2-25)

式。上圖為(a) $\theta=0^\circ$ (b) $\theta=90^\circ$ (c) $\theta=120^\circ$ ，下圖為 $\theta=120^\circ$

由上述可知， H_{sw} 可從分析總能量得出，由於能量必須為最小值，因此條件 $dE/d\phi = 0$ 必定成立，我們令 $h = H/(2K_u/M_s)$ ，(2-22)式可改寫成：

$$\sin \phi \cos \phi = -h \sin(\theta - \phi) \quad (2-23)$$

將 $m = M/M_s = \cos(\theta - \phi)$ 代入上式，再經過三角函數換算可得

$$2m(1-m^2)^{1/2} \cos 2\theta + (1-2m^2) \sin 2\theta = \pm 2h(1-m^2)^{(1/2)} \quad (2-24)$$

我們便可以解出 m 與 h 的函數關係來得到磁滯曲線。由於 H_{sw} 是指磁矩翻轉變化的最大時，外加磁場的大小，因此我們可以代入條件 $\partial h/\partial m = 0$ 及 $\partial^2 E_{total}/\partial \phi^2 > 0$ ，最後 H_{sw} 可以表示為：

$$H_{sw} = \frac{2K_u}{M_s} (\cos^{2/3} \theta + \sin^{2/3} \theta)^{-3/2} \quad (2-25)$$

圖 2-10 為根據(2-25)式表示 H_{sw} 與 θ 的關係圖，實線的部分即是有名的 Stoner-Wohlfarth asteroid，圖中顯示出 H_{sw} 與角度的對稱關係： H_{sw} 在 $\theta=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ 時有最大值；而在 $\theta=45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ 則有最小值。在圖中我們也可知道 H_{sw} 的最大值為 $\frac{2K_u}{M_s}$ ，而最小值為 $\frac{1}{2}(\frac{2K_u}{M_s})$ 。

圖 2-11 表示 h 與 m 的關係圖，外加磁場與易磁軸的夾角(θ)分別為 $0^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ 及 90° 。當 $m = 0$ 時，外加磁場的大小即是矯頑場(coercive field, H_c)，可以明顯發現，當 θ 逐漸變大時， H_c 會愈來愈小，在 $0^\circ < \theta < 45^\circ$ 時， H_{sw} 與 H_c 會同時發生在同一點，但是在 $45^\circ < \theta < 90^\circ$ 時很明顯 H_{sw} 與 H_c 已不相同，因此我們可以利用別的條件求出 H_c 的值，令 $m = 0$ 代入(2-23)，再代入條件 $\partial h/\partial m = 0$ 及 $\partial^2 E_{total}/\partial \phi^2 > 0$ 式計算後我們即可得到 H_c 與 θ 的關係式：

$$H_c = \frac{2K_u}{M_s} \sin \theta \cos \theta \quad (2-26)$$

圖 2-12 即是 coherent rotation 形式下， H_{sw} 與 H_c 分別與外加磁場角度的關係。

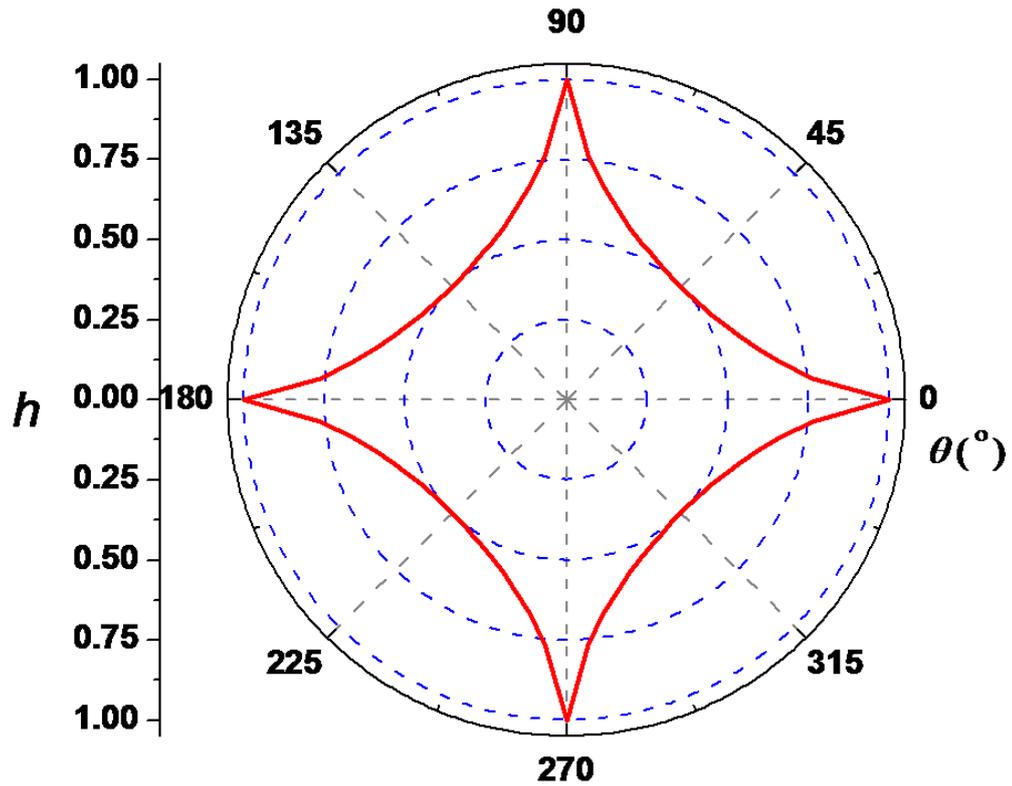


圖 2-10 在 coherent rotation 形式下， H_{sw} 跟外加磁場與易磁軸夾角(θ)的關係圖，圖中實線部份即是有名的 Stoner-Wohlfarth asteroide，在 $\theta=0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$ 時有最大值；而在 $\theta=45^\circ, 135^\circ, 225^\circ, 315^\circ$ 則有最小值。

$$h = H / (2K_u / M_s) \text{。}$$

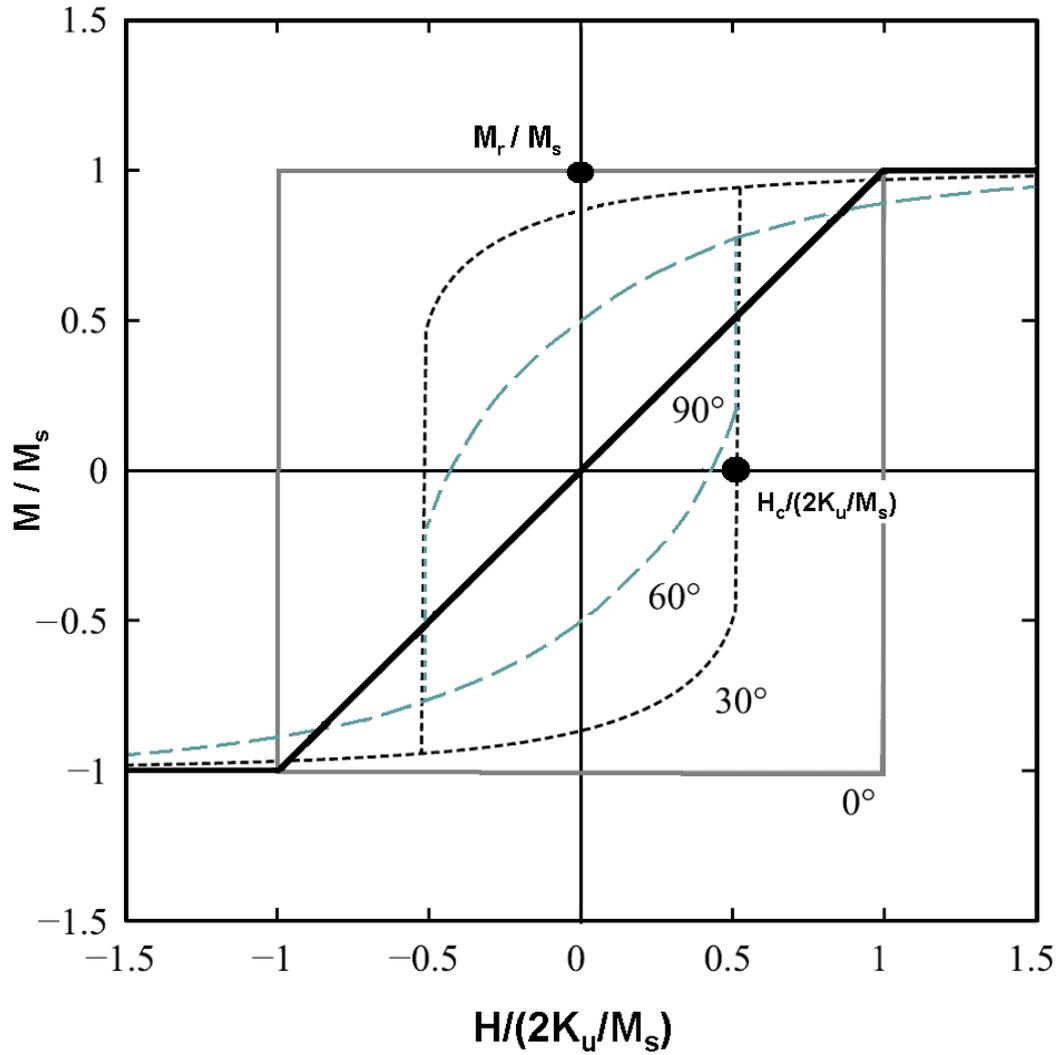


圖 2-11 外加磁場與易磁軸夾角(θ)在 0° 、 30° 、 60° 及 90° 時外加磁場(H)與磁化強度(M)的關係[18]。圖中的 M_r 定義為在外加磁場為零時，磁化強度的大小，因此被稱為殘磁(remanence)，Squareness(SQ)= M_r/M_s ， $\theta=0^\circ$ 時， $SQ=1$ 。

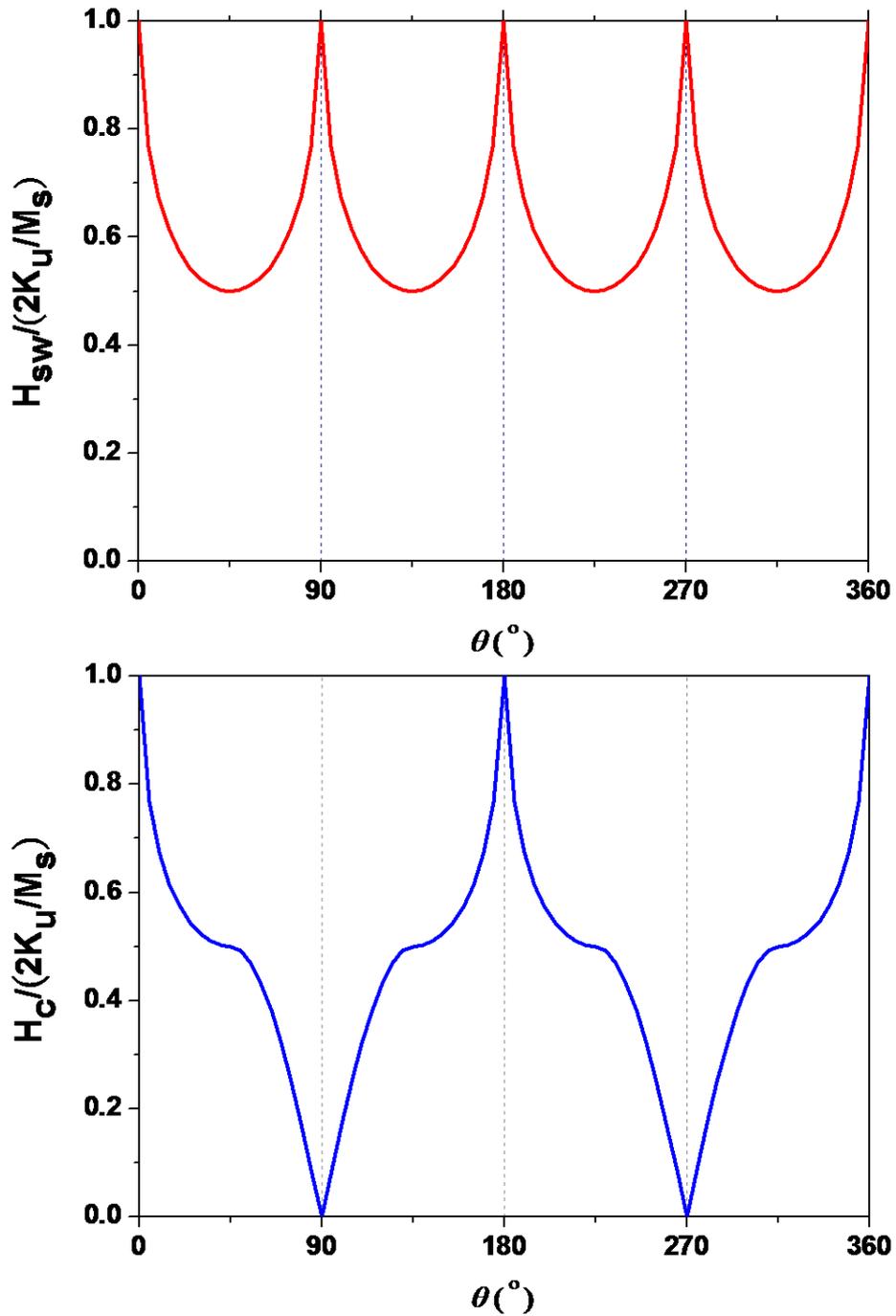


圖 2-12 在 coherent rotation 形式下， H_{sw} 與 H_c 分別對外加磁場與易磁軸夾角(θ)的關係。上圖為 H_{sw} 對 θ 的關係，在 $\theta = 45^\circ$ 時， H_{sw} 有最小值，下圖為 H_c 對 θ 的關係，在 $\theta < 45^\circ$ 時都與 H_{sw} 相同，但在 $45^\circ < \theta < 90^\circ$ 時， H_c 會逐漸減少。

2-3.2 Non-uniform reversal mode - Curling rotation

單磁區(single-domain)結構其磁矩翻轉除了 coherent rotation 之外，另外有兩種磁矩翻轉機制 curling 及 buckling rotation，coherent rotation 發生在尺寸較小的樣品，而尺寸較大的樣品則較傾於發生後兩者的情況。但因為 buckling rotation 通常介於 coherent 及 curling 之間，且發生的範圍很小，重要性較其他兩者低，因此在此我們僅介紹 curling 的翻轉機制。

圖 2-13 為一橢球內磁矩成 curling 形式翻轉的示意圖。curling rotation 即是磁矩在一垂直易磁軸方向的平面上翻轉，此種方式可大大降低靜磁能，但是由 curling mode 並無法分析出磁滯曲線。

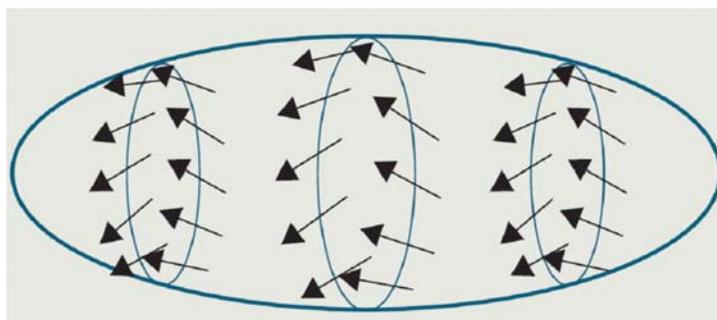


圖 2-13 扁長型橢球內磁矩成 curling 翻轉的示意圖[11]。

扁長型橢球在 curling 形式下 H_{sw} 與角度的關係式如下[19]：

$$H_{sw} = 2\pi M_s \frac{(2D_c - \frac{k}{S^2})(2D_a - \frac{k}{S^2})}{\sqrt{(2D_c - \frac{k}{S^2})^2 \sin^2 \theta + (2D_a - \frac{k}{S^2})^2 \cos^2 \theta}} \quad (2-27)$$

θ 為外加磁場與易磁軸方向(電流方向)的夾角， $D_c = N_c / 4\pi$ ， $D_a = N_a / 4\pi$ ， N_c 與 N_a 分別是扁長型橢球長軸與短軸方向的去磁能參數，相關式子可參考(2-14)式， S 稱為 reduced radius： $S = R / \ell_{ex}$ ， R 為橢球半徑， $k = q^2 / \pi$ ，這裡的 q 與(2-21)式為相同的幾何參數。

圖 2-14 為 H_{sw} 相對 θ 與 S 的關係圖，實線部份表示不同 S 值，星狀虛線為 Stoner-Wohlfarth asteroid，換言之即是 coherent rotation；如圖所示，curling 狀態下，當外加磁場與易磁軸的夾角由 $\theta=0^\circ$ 至 $\theta=90^\circ$ 時， H_{sw} 會逐漸增加，而我們會發現，要在 $\theta < 45^\circ \pm 90^\circ$ 時，curling 形式的 H_{sw} 才會小於 coherent 狀態的 H_{sw} ，因此 curling rotation 通常發生在小角度的情況，在比較大的角度依然是利用 coherent 形式翻轉。由 $S=1.5$ 已可看出幾乎只在很小的角度內才能發生 curling 翻轉，當 $S < 1$ 時，翻轉方式便完全是 coherent 形式[20]。

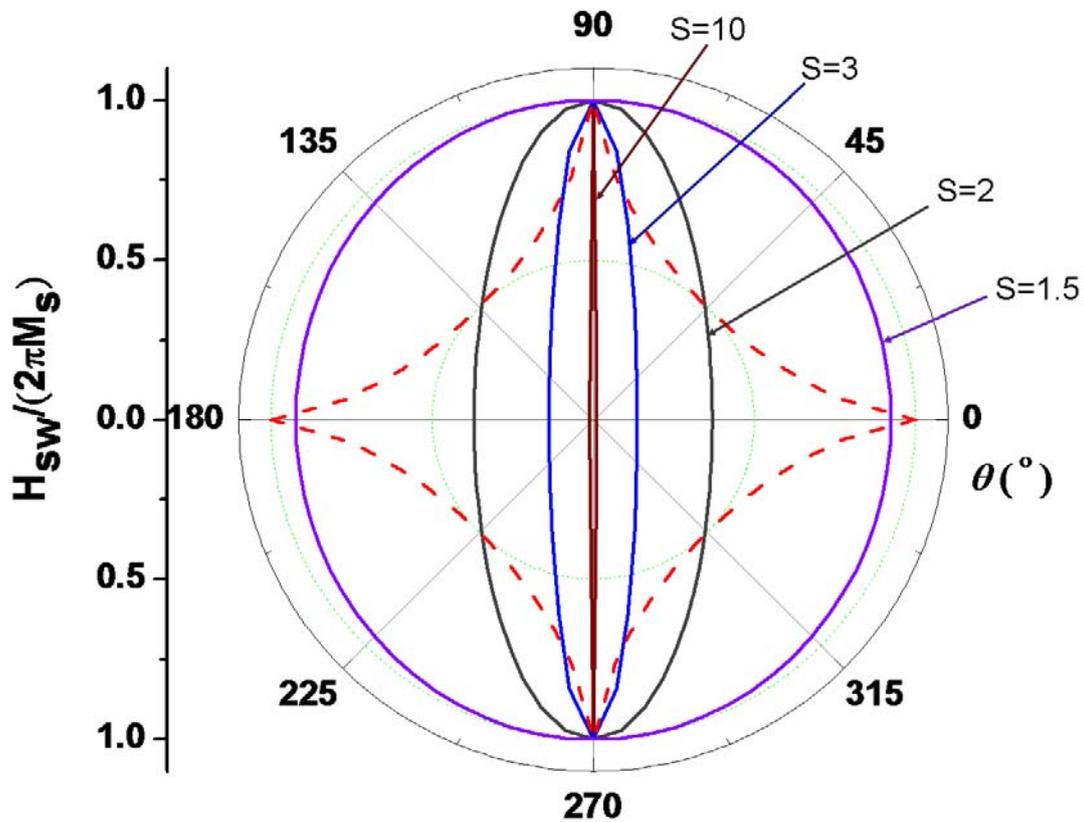


圖 2-14 扁長型橢球在 curling 形式下 H_{sw} 與 θ 的關係。

2-4 異向性磁阻(AMR)

磁電阻(magnetoresistance resistance, MR)是指在外加磁場下所量測到的電阻變化值，磁電阻有很多種類，各自有導致機制，而由電流與磁化向量導致的磁電阻，被稱為異向性磁阻(anisotropic magnetoresistance)，由於其他機制造成的磁電阻在我們實驗結果是相對微小可忽略，因此不加以詳述。半導體及一般金屬的磁電阻是由於電流通過產生 Lorentz force 影響所造成的電阻，而在過渡金屬中，磁阻的成因則是由於自旋軌道交互作用所產生的，這種與磁矩及電流方向有關的磁電阻，即是我們常稱的異向性阻磁，此種磁電阻現象是 Kelvin 在 1857 年發現的，其數學式可表示成：

$$R(\phi) = R_{\perp} + \Delta R \cos^2 \phi \quad (2-28)$$

$\Delta R = R_{\parallel} - R_{\perp}$ ， R_{\perp} 為飽和磁化向量垂直電流的電阻值，而 R_{\parallel} 則是飽和磁化向量平行電流的電阻值， ϕ 為磁化向量與電流方向的夾角，對於過渡金屬而言， $R_{\parallel} > R_{\perp}$ 。

我們可以利用自旋軌道間的耦合及 s-d 電子軌域散射機制簡單解釋異向性磁阻成因。過渡金屬如鐵、鈷、鎳等磁性材料其外層電子軌域為 4s 及 3d 軌域，s 軌域的電子機率分佈在空間中是對稱的，而 d 軌域的電子機率分佈只在特定方向對稱，假設一開始 d 軌域的對稱軸在 x 軸方向上，若在 x 軸方向給予一電流，會造成 s 軌域電子雲的破壞只留下 x 軸方向的電子機率分佈，此時 s-d 之間的散射機率達到最大，產生的電阻值也最大；而當我們改變磁場方向時，便會改變 d 軌域的對稱軸方向，造成 s 軌域與 d 軌域不再平行，進而降低了 s-d 散射的機率，故此電阻值減少。當所有的磁矩平行電流時，電阻有最大值；當所有磁矩垂直電流時，電阻則有最小值。

外加磁場會改變磁性樣品內部的磁矩分佈，而電阻值會與磁矩及電流間的夾角有關，我們便是利用此特性，改變外加磁場的大小及方向，經由觀察磁阻的變化分析鐵磁性微米線的磁區結構，進而探討樣品內部磁矩的翻轉機制[21][22]。

第三章：樣品製作與量測方式

由於我們是用量測磁電阻的方式來探討微米寬鎳鐵平板線之磁區變化，因此在本章中，將會詳細介紹實驗中所使用到的技術與儀器。第一部份將會介紹製程上需用到的微影製程技術，而微影製程技術又分為光微影製程及電子束微影製程，兩者皆是使用熱蒸鍍的方式鍍上金屬薄膜；第二部份介紹的是低溫系統與磁電阻量測技術，磁電阻量測是採用四點量測法，量測時將樣品溫度控制在 10K，作不同磁場方向下的定點量測，而外加磁場最大強度約 2600(Oe)。

下圖為實驗流程圖：

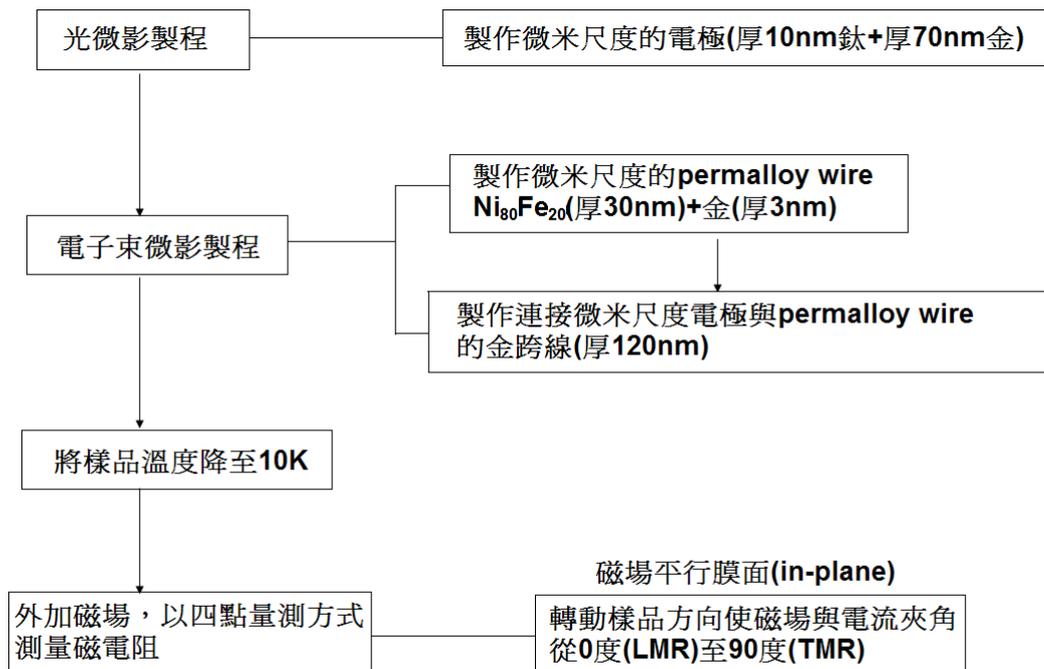


圖 3-1 實驗流程圖

3-1 微影技術

微影技術現今普遍被用於製作奈米或是微米尺度的元件上，是一項重要的製成技術，我們樣品的製作主要是利用光微影(photolithography)及電子束微影(e-beam lithography, EBL)來完成。光微影的解析度與光源的波長有關，目前大量使用的是深紫外光(deep ultra violet, DUV)；電子束微影的解析度則與電子的波長有關，其波長為深紫外光的數千分之一，因此擁有極佳的解析度。光微影的解析度雖然沒有電子束微影來得好，但是在製作大尺度的樣品時不僅產能大，良率高，且比電子束微影要來得節省時間，因此在我們樣品的製作上，兩技術互相配合使用以達到最大效益。

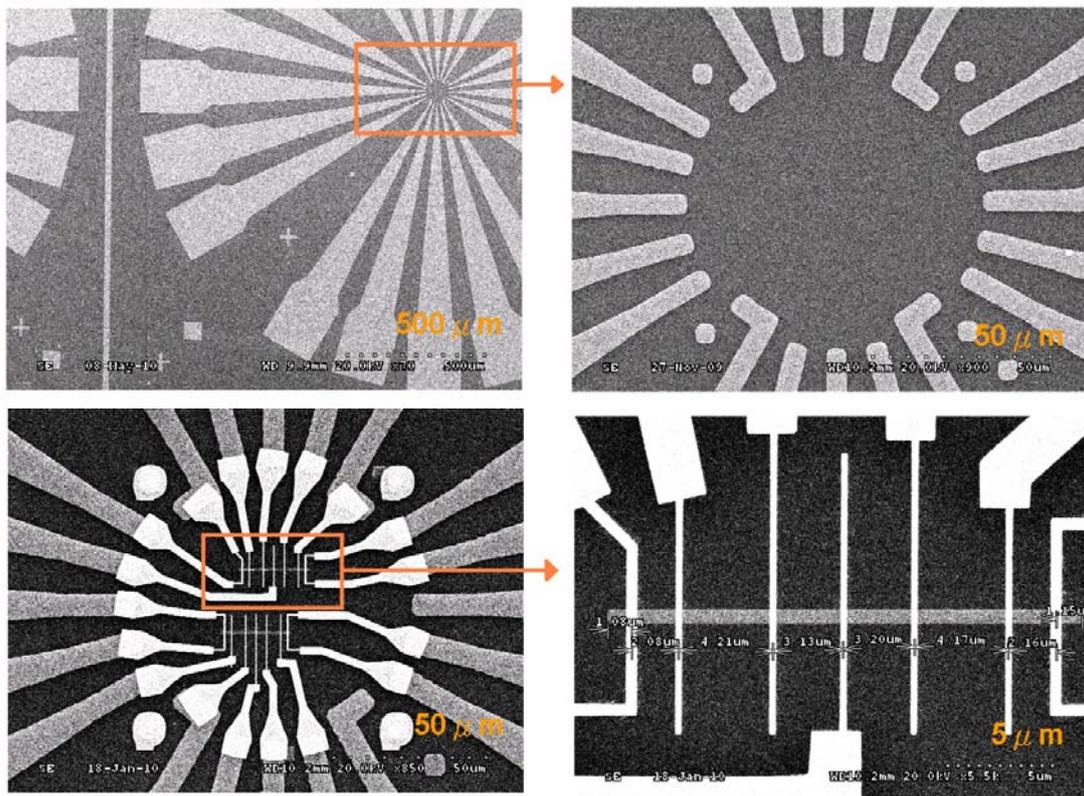


圖 3-2 在不同放大倍率下所拍攝的 SEM 圖片，上圖即是用光微影製作的金電極，最外圍的方形金電極為打線區，寬約 200μm，一直延伸至最內部的金電極寬約 5μm；下圖為利用電子束微影製作的 permalloy wire 及金跨線(電極)。

3-1.1 電子束微影技術

電子束微影需用到掃描式電子顯微鏡(scanning electron microscope, SEM)的電子束為曝光源。本實驗所使用的掃描式電子顯微鏡是透過給予鎢絲外加電流，使其受熱激發而產生電子，並給予電子 20kV 的加速電壓，之後電子束經過數個線圈，線圈會對電子束施加梯度磁場，藉由 Lorentz force 使其聚焦，最後到達樣品台時，電子束的面積大小(spot size)約為 10nm。

電子阻劑(PMMA)在受到此高能量電子束照射時會產生化學變化而可溶於顯影液中；因此我們可以使用繪圖軟體設計圖形，並使用 NPGS 透過 beam-blanker 控制電子束照射在設計的區域，之後便可在電子阻劑上顯影出我們所設計的圖形；最後利用熱蒸鍍系統鍍上我們想要的金屬材料，並用丙酮舉離掉不需要的部份，便能製作出我們所設計的結構。

本實驗樣品所使用的基板為一表面鍍上 SiN 的 Si 基板(silicon wafer)，Si(100) 基板厚度為 $525\pm 25\mu\text{m}$ ，SiN 的厚度約 80~100nm，其作用是使基板表面絕緣，電子阻劑方面，製作 permalloy wire 使用的是 495K PMMA 5%，而金跨線部份則是使用 PMMA 6%。

以下為電子束微影製程的步驟：

1. 塗佈(Spin)：

首先將基板用丙酮、酒精清洗乾淨，用氮氣吹乾後，利用旋轉塗佈機(spinner)在基板塗上一層電子阻劑，PMMA 5%使用 55 秒 6000 轉，電子阻劑厚度約 200nm；PMMA 6%則是使用 40 秒 3000 轉，厚度約 300nm。如圖 3-3。

2. 烘烤(Bake)：

將塗佈後的基板放置在加熱器上烘烤，使電子阻劑內的有機溶劑揮發而固化。烘烤條件為 180°C ，5 分鐘。

3. 曝光(Exposure)：

使用 Design-CAD 設計我們出想要的圖形，之後將塗上電子阻劑的基板放入掃描式電子顯微鏡裡，藉由 NPGS 及 beam blanker，利用電場來控制電子束依照我們所設計的圖形，對電子阻劑曝光。如圖 3-4。

4. 顯影(Development)：

電子阻劑被電子束照射過後，其原子鍵結被電子束打斷而產生化學變化，使其可溶解在顯影液中；我們使用的顯影液為 MIBK(methyl isobutyl ketone)：IPA(isopropyl alcohol) = 1：3 比例配置的溶液，先將樣品泡在顯影液內 75 秒，再將樣品泡在定影液(IPA)內 25 秒，最後用氮氣吹乾。顯影時溫度大約維持在 25°C；顯影過後，電子阻劑被電子束照過的地方會被顯影液溶解掉，形成一個凹槽，如圖 3- 5。

5. 蒸鍍(Evaporation)

將樣品放入熱蒸鍍系統中鍍上我們想要的金屬材料，蒸鍍系統原理在稍後章節詳述。如圖 3-6。



6. 舉離(Lift-off)：

丙酮可以溶解電子阻劑，所以最後將樣品泡在丙酮內去除樣品上剩餘的電子阻劑，將覆蓋其上的材料也一併去除，如圖 3-7。我們便可把 Design-CAD 所繪的圖形轉移到基板上，如圖 3-8。

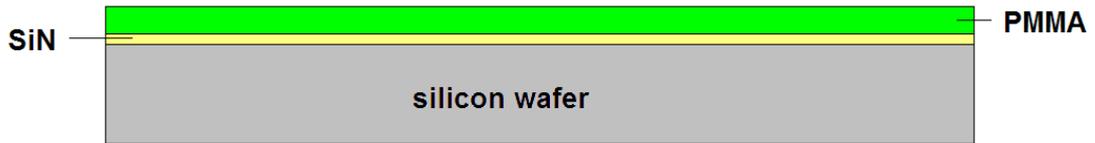


圖 3-3 在基板上塗上一層電子阻劑(PMMA)

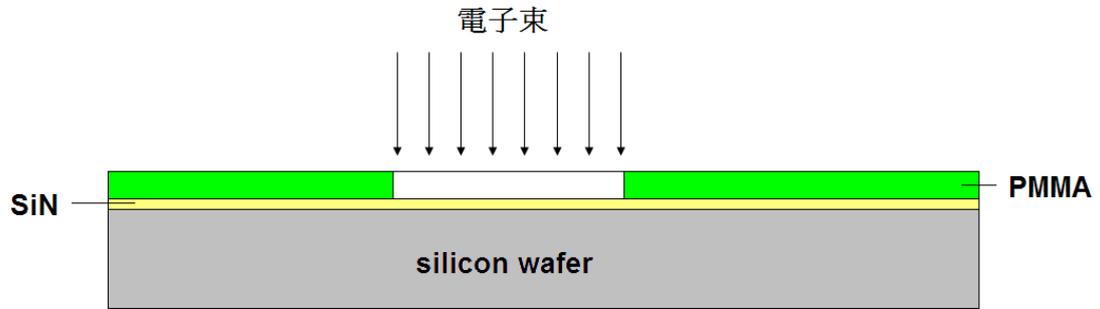


圖 3-4 電子束照射區域

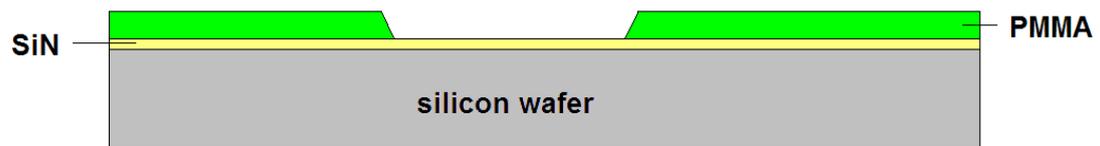


圖 3-5 電子阻劑顯影過後所留下的凹槽

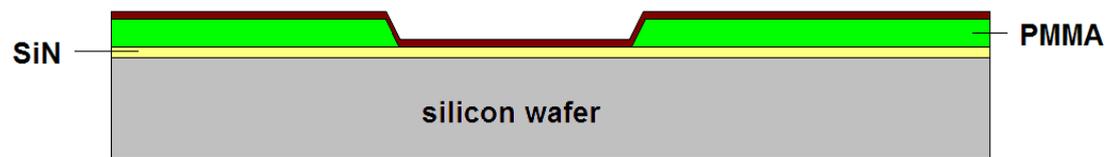


圖 3-6 蒸鍍上金屬材料後的樣品

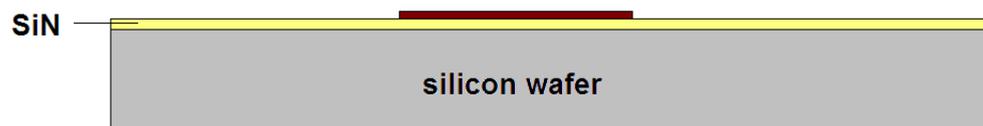


圖 3-7 舉離過後的樣品

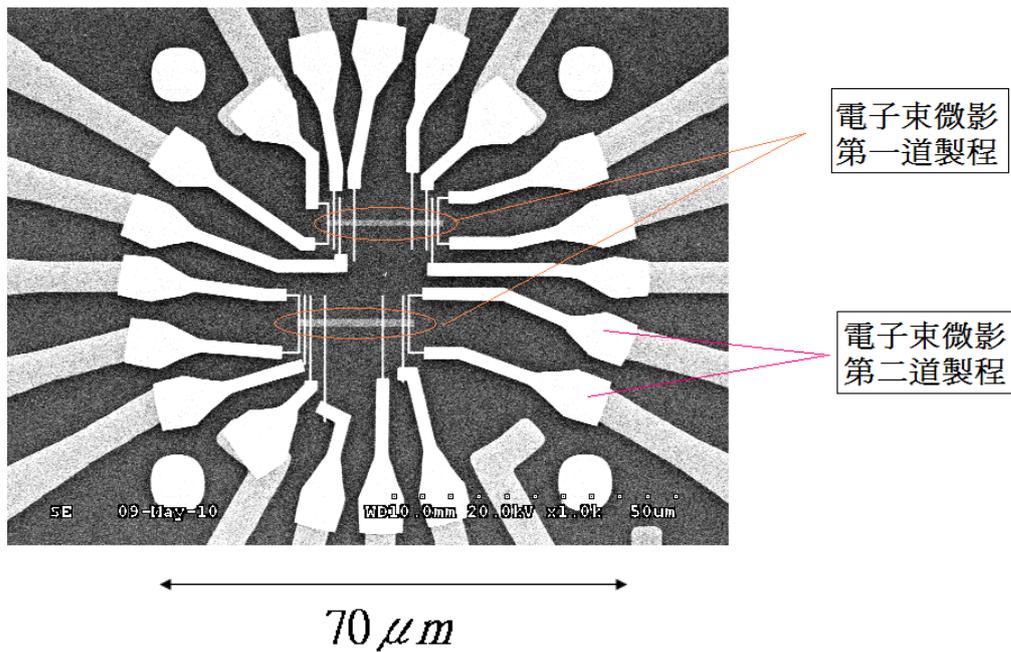


圖 3-8 第一道製程是使用 PMMA 5%電子阻劑製作的 permalloy wire($Ni_{80}Fe_{20}$ 線厚 30nm + 金厚 3nm)，第二道製程則是使用 PMMA 6%製作的金跨線(厚 120nm)，外圍較暗的金電極(厚 10nm 鈦+厚 70nm 金)是用光微影技術製作而成。

在 NPGS(Nanometer Pattern Generation System)系統中，影響最後樣品形狀與大小的因素有數種，以下我們逐一討論：

a. 電子束的電子濃度

在 NPGS 系統中，我們可以設定”劑量”來決定需要多少電子打在我們所設計的圖形上，電子阻劑每單位面積所接受到的電子愈多，被顯影掉的部份會愈大。反之，如果給予的電子過少，顯影後可能會出現不完整的圖形，如圖 3-9 所示。左圖為電子過多的情況，產生的圖形會比原先設計的要來得膨脹許多；右圖則是電子過少的情形，顯影後產生的圖形不僅比原先設計的圖形來得窄小，更甚者，如果底部還有殘留的電子阻劑，會使金屬無法緊貼基板表面，可能造成舉離後金屬與電子阻劑一起被帶走。

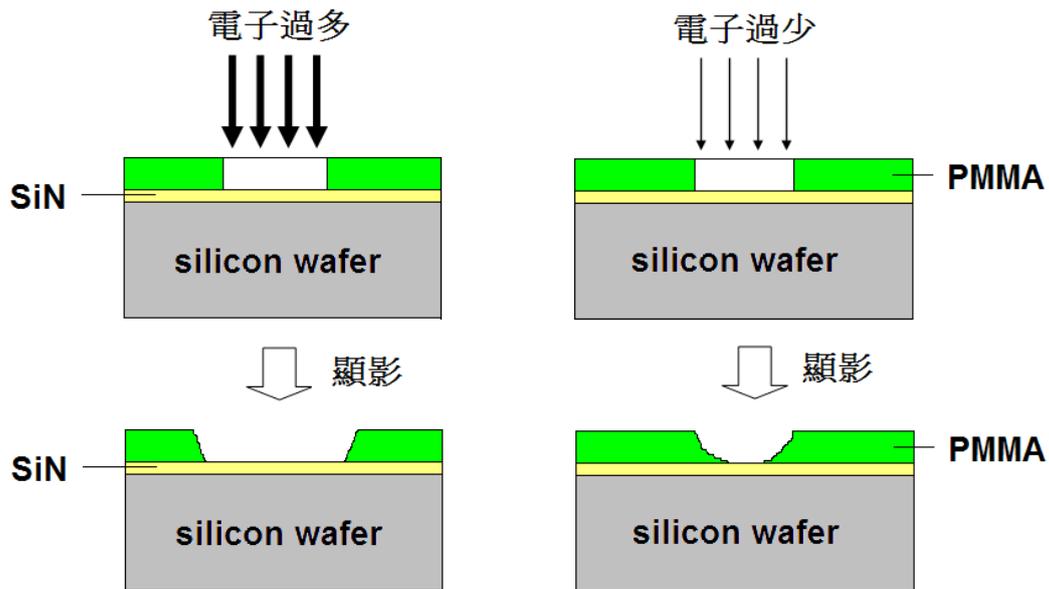


圖 3-9 受電子濃度(劑量)大小影響的樣品剖面示意圖

b. Design-CAD 所繪製的圖形。

Design-CAD 所繪的線與實際製作出樣品的線大小可能不同，這時可將設計線寬縮小來得到想要的寬度。例如根據實驗結果，如果想要製作出寬度為 $1\mu\text{m}$ ，長度為 $20\mu\text{m}$ 的線，固定劑量為 $0.7(\text{nC}/\text{cm})$ 的情況下，在 Design-CAD 設計一個寬度為 $0.95\mu\text{m}$ ，長度為 $19.5\mu\text{m}$ 的線，便可製作出寬約 $1\mu\text{m}$ ，長約 $20\mu\text{m}$ 左右的線。

c. 電子束內電子彼此落點的間距

電子束在照射 PMMA 時，是一個點一個點照射，點與點間的距離可以透過 NPGS 去控制，分為 X 方向及 Y 方向，如圖 3-10 所示。當點與點之間的距離很接近時，會彼此影響而造成電子束擴散的範圍較大，因此製作出的圖形有可能會比原先預估的稍微膨脹，但是因為電子較密，點與點間不會有電子阻劑殘留，因此線邊緣會比較平整。可以根據要製作的圖形來決定是否要調整落點的間距。

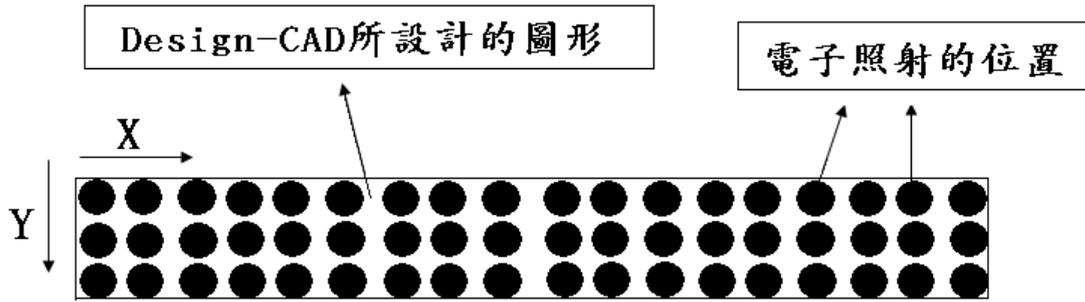


圖 3-10 電子照射在 Design-CAD 所繪區域上的電子阻劑示意圖

d. Spot size 的大小

電子束最後聚焦處的直徑即稱為”Spot size”，由上述 c 點可知，電子束在照射 PMMA 時，是一個點一個點照射，換言之，電子束點的大小也會影響製作的圖形，如圖 3-11 所示，當電子束焦距沒經過校正，spot size 較大時，點與點間距離過近且超出我們所設計的圖形範圍，造成產生的圖形會比原先設計的稍微膨脹。為了避免此情況發生，每次開始對電子阻劑曝光之前，都必須注意電子束焦距是否校正完畢。

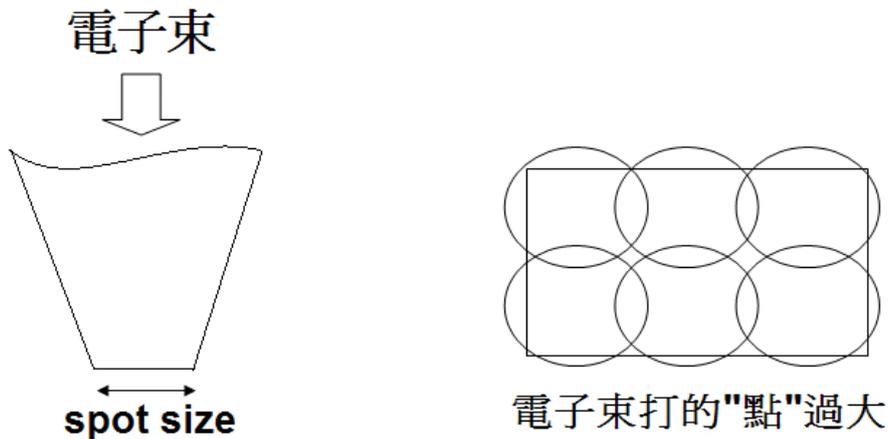


圖 3-11 spot size 大小影響曝光時電子照射的區域

e. 電子阻劑的厚度

根據實驗，基板上電子阻劑的厚度與所鍍的金屬薄膜厚度皆會影響樣品最後舉離的結果，如圖 3-12，當金屬薄膜厚度大約為電子阻劑厚度的一半左右或更厚時，舉離之後有可能會造成兩種情況：如圖 3-12(b)所示，由於 PMMA 上的金屬與凹槽上的金屬高度差不夠大，舉離時金屬不易斷開，最後會造成整區金屬被舉掉的情況；另一種可能會造成的情況則是如圖 3-12(c)的情形，由於金屬不易斷開，只有金屬下的電子阻劑溶解在丙酮裡，而金屬部份則殘留下來。

圖 3-13 為在不同阻劑下製作金跨線(厚約 120nm)的實驗過程，圖 3-13(a)(b)所用的電子阻劑是 PMMA 5%(厚約 200nm)，圖 3-13(a)右下方三支跨線被整塊舉掉，圖 3-13(b)則是左邊上下有部份金屬相連；圖 3-13(c)是使用 PMMA 6%(厚約 300nm)的電子阻劑，圖形完整的機率大大提升。一般而言，電子阻劑厚度比金屬薄膜厚度大約 3:1 的比例被視為較理想的情況。

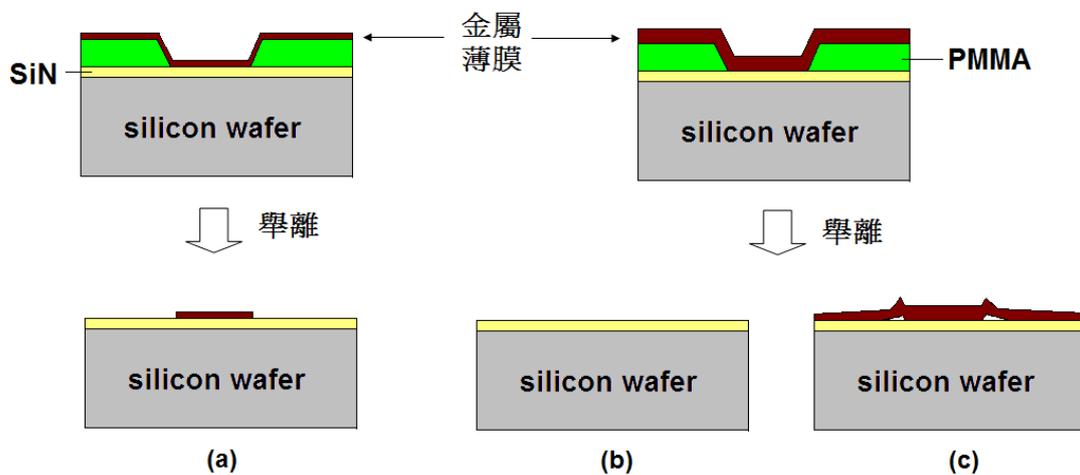


圖 3-12 不同厚度的金屬薄膜與電子阻劑造成的影響。

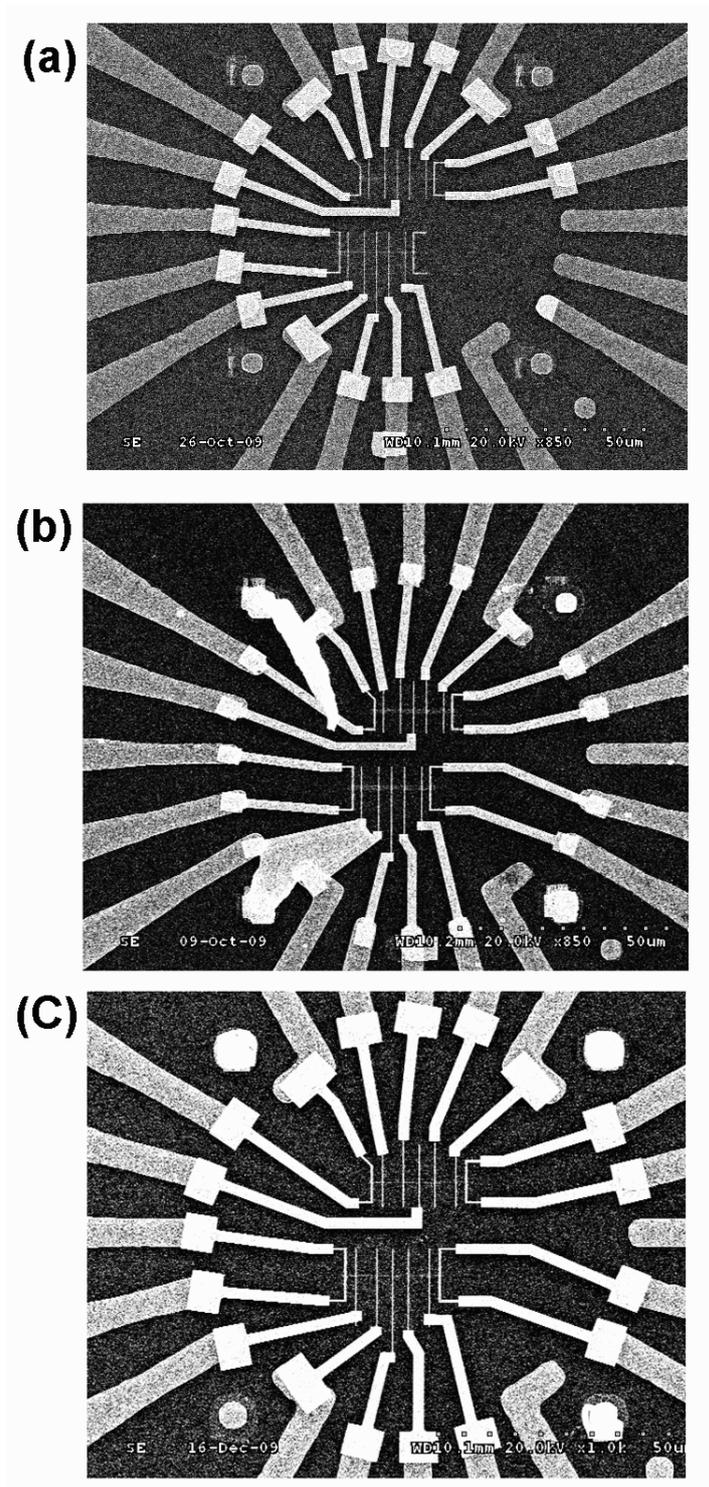


圖 3-13 不同厚度的電子阻劑所造成的影響。圖(a)(b)為使用 PMMA 5%後金跨線舉離之後的情況，圖(c)則是使用 PMMA 6%舉離後的結果。

3-1.2 光微影技術

此技術是利用曝光機將光罩上的圖形轉移至基板表面光阻層的方式，基本原理與製程大致同電子束微影技術，但曝光源由電子束改為紫外光，電子阻劑換成光阻劑；實驗使用的紫外光波長大約 365nm，所以目前製作最小線寬大約 2 μ m，若要製作更細小的線寬，則必須用到更短波長的光源或使用其他技術(如電子束微影技術)。

本實驗光微影所使用的曝光方式為接觸式曝光(contact printing)。接觸式曝光的優點是解析度高，且圖形在轉移的過程中較不易失真；缺點則是因為光罩與光阻直接接觸，光罩上容易沾上光阻或其他污染物，所以必須不定時清洗光罩，且使用壽命較短。

我們主要利用光微影技術在基板上製作金電極以連接樣品和電性量測系統，圖 3-14 為光微影完成後的樣品，左圖的中央部份是預留之後使用電子束微影製作量測的樣品，中央部份電極最小寬度約為 5 μ m，電極以輻射狀向外延伸；如右圖，最外圍的電極寬度約 200 μ m，圖中的大方塊則是做為打線區，以金線連接至樣品台電極而至電性量測系統。光微影部份是由王惠潔學妹製作。

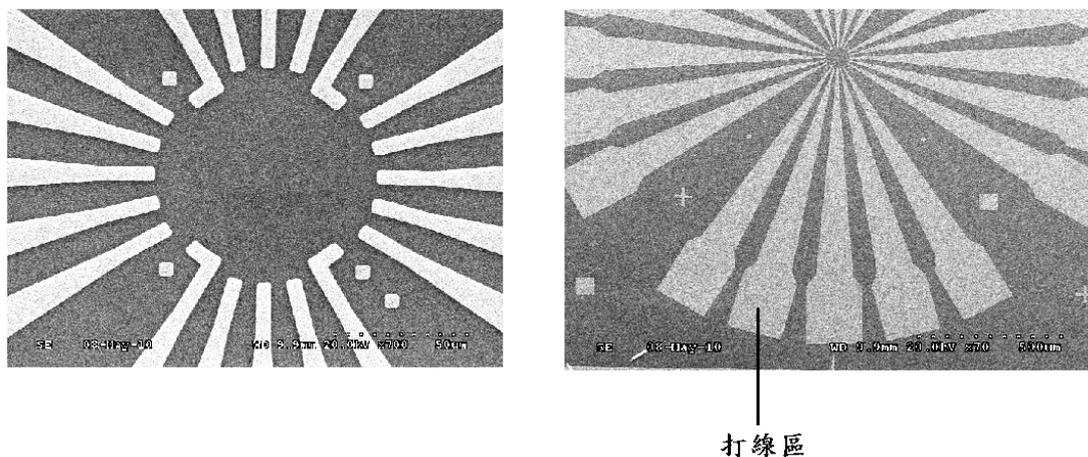


圖 3-14 電子顯微鏡下的光微影接腳

3-1.3 熱蒸鍍系統

不論是使用電子束微影技術還是光微影技術，我們都是使用蒸鍍機鍍上我們想要的金屬材料。蒸鍍機的原理是將欲鍍的材料(靶材)放在鎢舟上，對鎢舟外加一電流使之產生高溫加熱靶材，靶材溫度高過其沸點時便會蒸發，當氣體平均自由路徑大於鎢舟與樣品的距離，蒸氣便可到達基板表面冷卻沉積形成薄膜，這種鍍膜方式即稱為熱蒸鍍。

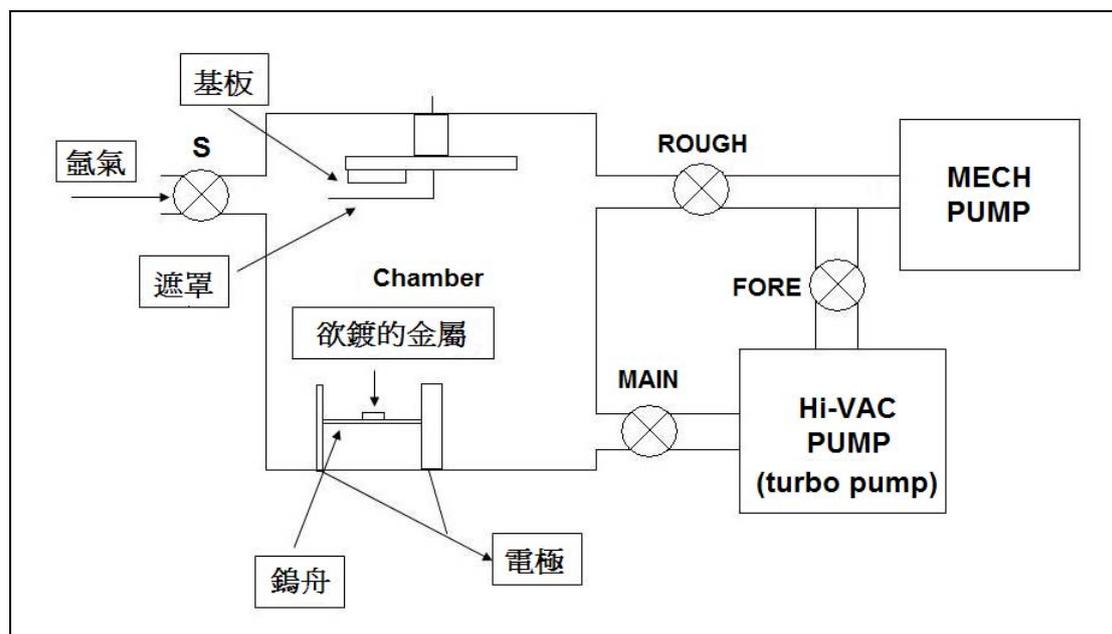


圖 3-15 蒸鍍機系統示意圖

鎢舟的熔點大約 3400°C ，因此能蒸鍍沸點低於此溫度的材料；此外，為了避免其他氣體干擾，蒸鍍必須在高真空的環境下進行。圖 3-15 為我們所使用的蒸鍍系統。以下為蒸鍍機的操作步驟：

- A. 先將鎢舟及靶材用丙酮、酒精清洗，最後用氮氣吹乾。
- B. 將鎢舟、靶材、樣品放入 chamber 內，鎢舟與電極連接，靶材置於鎢舟上，必須確定電極與鎢舟導通，且電極與金屬腔體不能短路。
- C. 開啓機械幫浦(Mechanical pump)並打開 Rough 閥門，將 chamber 內的氣體壓力抽至 10^{-3} torr 左右。

- D.** 關閉 Rough 閥門打開 Fore 閥門，啓動渦輪幫浦(turbo pump)並打開 Main 閥門，將 chamber 內的氣壓抽至 5×10^{-6} torr 左右。(渦輪幫浦工作環境在 10^{-3} torr 左右，大於此壓力過多，會傷及幫浦內的旋轉葉片，必須特別注意。)
- E.** 關閉 Main 閥門，打開 S 閥門使氬氣流入 chamber，控制氬氣的流量使 chamber 內的氣壓增加至 8.8×10^{-3} torr 左右後關閉 S 閥門。
- F.** 給予一 800V 的高電壓游離氬氣以產生電漿(plasma)，電漿可以去除樣品表面殘留的電子阻劑；樣品持續暴露在電漿中兩分鐘，約可去除 200Å 厚的電子阻劑。
- G.** 打完電漿，關掉高電壓後，重新打開 Main 閥門，將 chamber 內的氣體壓力抽至 3×10^{-6} torr 以下，即可開始蒸鍍。
- H.** 對鎢舟施加一電流加熱其上的靶材，當靶材達到沸點後便會蒸發成爲氣態，等到鍍率隱定後，即可打開遮罩，使金屬蒸氣沉積在樣品表面。
- I.** 蒸鍍完後稍待片刻等 chamber 冷卻，破真空後即可將樣品取出；此時樣品表面會覆蓋一層金屬，待舉離完後即完成樣品。

3-2 樣品降溫與量測

我們是用量測磁電阻的方式來探討微米寬鐵磁平板線之磁區變化，量測時爲了將樣品溫度控制在 10K，必須透過低溫系統降溫及控溫；而磁電阻量測是使用 LR-750 作電性量測，採用四點量測法作不同磁場方向下的遲滯量測。在本節中，第一部份先介紹我們實驗時所使用的低溫系統，之後詳述降溫及溫控的方式。第二部份則是介紹我們量測時所使用的儀器及測量方式。

3-2.1 He⁴ 低溫系統(1)-簡介

本實驗室的低溫系統。有 He⁴ (可量測溫度 300K~1.3K)、He³ (可量測溫度 30K~0.3K)、及 dilution (可量測溫度 20K~20mK) 三種系統，因爲我們主要靠 He⁴ 系統降溫，因此僅介紹使用 He⁴ 低溫系統。

A. 基本構造

He⁴ 低溫系統的腔體是類似杜瓦瓶的結構，圖 3-16 即是 He⁴ 低溫系統結構圖。腔體爲金屬圓柱狀，最外層有真空夾層，防止熱傳導；B 槽稱爲”jacket”，用來存放液態氦，A 槽稱爲”container”，主要存放液態氦，兩槽中間也有一層真空夾層，兩槽各自有兩個開口，分別是傳輸口及洩氣閥，洩氣閥的作用是爲了防止兩槽中的液氦、液氮揮發後造成內部壓力過大而發生危險。樣品位於 sample rod 底端，sample rod 則置於 sample space 內。

NbTi 線爲液氦高度偵測計，稍後會詳述其運作方式。

連接 A 槽底部與 sample space 底部的管線稱爲毛細管，從外部延伸一根尖細的圓金屬棒塞住 A 槽底部的毛細管口，便可從外部控制毛細管開口大小。我們便是利用機械幫浦對 sample space 抽氣降低其內壓力，再打開毛細管使 A 槽內的液態氦流入 sample space 內以達到降溫的效果。

B. 溫測、溫控方式

在 sample rod 底端(靠近樣品處)及 sample space 底部(靠近毛細管口)分別裝有 GaAlAs diode 和 silicon diode，兩個 diode 在不同溫度下有各自的電流對電壓關係，藉由溫控器 LTC-11 給予 diode 定電流然後測量其各自電壓值，便可得知 diode 所在的溫度，樣品與 GaAlAs diode 之間使用無氧銅(oxygen free high conductivity copper)連接，無氧銅是熱的良導體，因此兩者之間幾乎溫度相同；溫控方面，在 sample space 底部毛細管口附近裝有一加熱器，加熱器即是電阻，我們藉由對電阻施加電流使其產生熱能，控制電流的大小讓電阻放出的熱量與液態氮昇華時所吸收的熱量達到平衡，便可將溫度控制在 10K 左右。

3-2.2 He⁴ 低溫系統(2)-操作方式

我們是讓液氮通過毛細管流入 sample space 降溫，所以在降溫過程中保持毛細管通暢是非常重要的。測試方法是先將 sample space 的壓力抽至 5 mbar 以下，在 A 槽傳輸口通入氮氣(洩氣閥關閉)，使 A 槽的壓力大於一大氣壓，之後將毛細管打開，因為壓力差，A 槽內的氮氣便會透過毛細管流入 sample space，觀察 sample space 的壓力是否有上升，由此可確認毛細管是否有堵塞。

在降溫過程中，sample space 的溫度會低於 0°C，只要有任何水氣在裡面，水氣結冰很有可能會堵塞 sample space 底部的毛細管口，因此在傳輸液態氮之前，必須先將 sample space 抽至真空狀態，並施加大於一大氣壓的氮氣，使其維持正壓的狀態防止水氣侵入。

在傳輸液態氮之前，我們會先傳輸液態氮至 A 槽及 B 槽中，先將系統冷卻至 77K，這樣可減少傳輸液態氮時的耗損量。傳輸完液態氮，靜置數分鐘後，給予 A 槽一高壓氮氣將液態氮壓出，確定無液態氮之後，轉動毛細管開關確認毛細管是否有結冰，沒問題後便開始將液態氮傳入 A 槽。

我們是利用 NbTi 線來測量液態氦的高度。NbTi 是超導體材料，長約 50cm，外層用銅管包住並直置入 A 槽內，其超導臨界溫度為 9K，而液態氦的溫度為 4.2K，因此可以量測其電阻值來判斷 A 槽內液態氦的高度，液態氦愈多，NbTi 則愈多部份變成超導體，所量到的電阻值愈低。

確定 A 槽液態氦已灌至想要的高度時，將施加 sample space 的氦氣關閉，打開毛細管，並利用機械幫浦對 sample space 持續抽氣降壓，使 A 槽內的液氮流入 sample space 內。在 sample space 底部的溫度計，會泡在液態氦裡，因此最後溫度會維持 4.2K；而在樣品附近的溫度計，因液態氦昇華會帶走系統內的熱量，溫度可降至 4.2K 以下，最低溫度可達 1.3K 左右。我們使用 sample space 底部的加熱器控制樣品附近的溫度為 10K，樣品溫度變動範圍在 $10 \pm 0.1K$ 以內，由實驗數據可得知各樣品溫度降至 15K 以下時，其方塊電阻變化率在

$\frac{\Delta R_{\square}}{\Delta T} = 8 \times 10^{-6} \left(\frac{\Omega}{0.1K} \right)$ 以下，因此我們將樣品溫度控制在 $10 \pm 0.1K$ 內幾乎可忽略溫度對樣品所造成的影響。

在量測結束後，如果需要更換樣品，先使用加熱器讓樣品附近的溫度升溫至 300K 左右，我們所量測到的 300K 只是樣品附近的溫度，其他地方可能依然低於 0°C，因此必須持續給予 sample space 氦氣維持正壓，避免我們拿出 sample rod 時水氣侵入至 sample space 內。

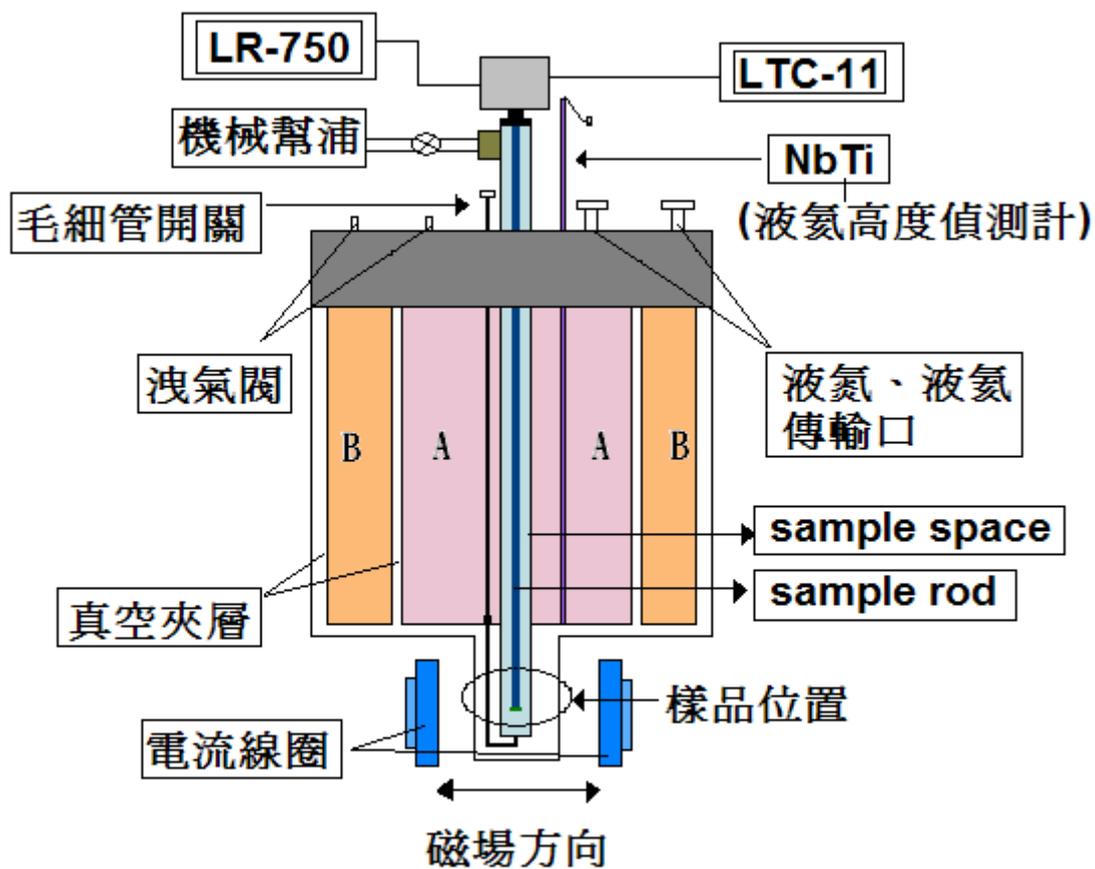


圖 3-16 He⁴ 低溫系統結構圖

3-2.3 樣品量測(1)-四點量測

我們量測電阻的方式是使用 LR-750 做四點量測，利用四條獨立的接線分別供給樣品電流與測量樣品電壓，電位壓降不會包括電流接點兩端的電壓降，藉此消除樣品與接點間的接點電阻及接線電阻，以確實得到樣品電阻。四點量測即是透過 LR750 給予樣品一 15.9Hz 的 AC 定電流源，順著電流接線串聯樣品的兩端，再利用惠斯登電橋量測樣品兩端的電壓，其電阻解析度可達 5×10^{-6} 。

二點量測是指輸入樣品電流與量測樣品電壓為同一接線，四點量測則是將兩者分開，如圖 3-17 所示，左圖為二點量測法，右圖為四點量測法。比較兩張圖可明顯看出，二點量測法量到的電阻會包括接線本身的接點電阻及線電阻；而四點量測法中由於電壓計內電阻遠大於樣品電阻，因此電流 i 幾近於零，最後量測到電阻極接近樣品兩端的電阻 R_x ，四點量測法便是以此方式消除接點電阻及線電阻。除了利用四點量測消除接點電阻與線電阻外，使用 AC 測量也可以正負消除 DC 所產生的熱電壓差。

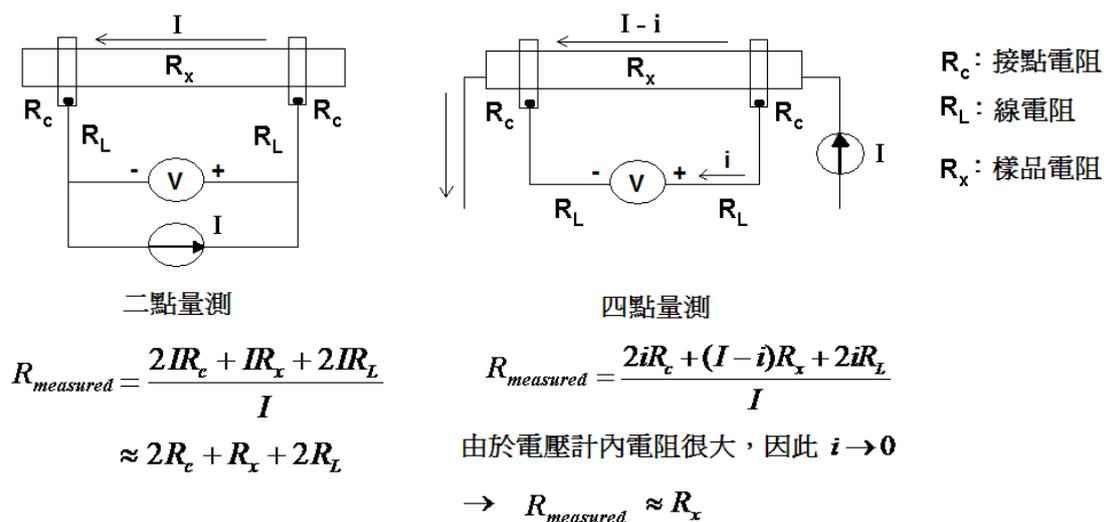


圖 3-17 二點量測與四點量測的比較

3-2.4 樣品量測(2)-磁電阻量測

A. 外加磁場

磁阻即是樣品在外加磁場下的所量測到的電阻值，本實驗施予樣品的外加磁場是由 sample space 底部兩旁裝置的電磁鐵所產生的。電磁鐵的原理是將線圈纏繞在軟磁鐵上，並對線圈施加電流，線圈所產生的磁場磁化軟磁鐵，使其在兩個軟磁鐵中間產生均勻的磁場；改變線圈電流的大小及方向，便可以在 sample space(樣品附近)產生一可控式磁場。我們利用校正後的 InAs hall sensor 來得知樣品位置的磁場強度，實驗中可施加在樣品上的最大磁場強度約 2600(Oe)。

樣品置於樣品台(holder)上，而樣品台接在 sample rod 底端，根據樣品台的不同，決定磁場施加的方向；磁場方向可以是 out-of-plane(磁場垂直樣品表面)，也可以是 in-plane(磁場平行樣品表面)，施加在同一樣品上的磁場方向不同會產生不同形式的磁電阻特性曲線[23]，樣品位置則安排在電磁鐵兩軟鐵磁間距之正中心。本實驗外加磁場是在 in-plane 方向，旋轉 sample rod 可改變磁場方向與電流方向的夾角。

B. 磁電阻量測

我們實驗量測磁電阻的方式是使用定點量測，首先在電腦中經過設計的 labview 程式內設定磁場強度在每次取點(電阻值)之後的變化量，電腦會透過 IEEE 488.2 介面卡經 GPIB 線將指令傳至電磁鐵的電流供應器以控制磁場強度，磁場強度每改變一次，在同一磁場強度下由多通道數位三用電表 Keithley 2000 分別讀取 LR750 量測到樣品電阻的類比輸出電壓與反應磁場強度的 InAs hall sensor 電壓，依序輪替六次，透過 GPIB 線傳回電腦，電腦取各六次量測值平均並換算成樣品實際的電阻值與磁場值，即是我們所量測到的磁電阻。

第四章：實驗結果與討論

我們以電子束微影技術製作一系列微米寬之鎳鐵平板線，並量測樣品在低溫下的磁電阻變化。本章第一節會先介紹本實驗所使用的磁性材料鎳鐵合金 permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) 的特性，還有一系列樣品其電阻對溫度變化的關係。第二節中，我們根據所量測到的磁電阻特性曲線將其分為多磁區及單磁區兩種形態，並將理論分析的結果與實驗結果作比較，推論不同線寬之樣品其內磁矩翻轉的形式。而在第三節，我們分別量測鎳鐵平板線靠近邊緣的磁區與中間磁區不同角度下的磁電阻特性曲線，並觀察其量測的結果，分析同一樣品其不同位置的磁區差異，另一方面，我們量測樣品各區在 LMR 曲線展現磁區 switching 時的 AMR effect，呈現不同線寬之樣品其內磁矩翻轉在空間上的分佈情況，並分析與形狀異向性能之關係。



4-1 permalloy($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) wire

permalloy 是一種鎳鐵合金，此種磁性材料存在一些基本特性，包含有居里溫度(Curie temperature, T_c)、每單位體積飽和磁化強度(saturation magnetization, M_s)、晶格常數(magnetocrystalline constant, K_1)與磁致伸縮常數(magnetostriction constant, λ)，這些特性都跟 Ni 及 Fe 所佔的比例有關[24]，而我們所用的是 Ni 原子百分比佔 80% 的 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 。由於我們希望樣品產生很強的形狀異向性能，因此選擇具有低晶格常數與磁致伸縮常數幾近為零的 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 為材料，下表為本實驗所使用的單晶 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ 一些主要特性(單位為 CGS 制)：

晶格結構： FCC
$T_c = 853K$
$M_s = 820emu / cm^3 (T = 10K)$
晶格異向常數(K_1) ~ 0
磁致伸縮常數(λ) ≈ 0
交換常數(C) $= 2 \times 10^{-6} erg / cm$
Exchange length($\ell_{ex} = \sqrt{C / 4\pi M_s^2}$) $\approx 5nm$

4-1.1 量測用電極之圖形設計

我們量測的樣品為一系列微米寬之鎳鐵平板線，線長 $20\mu\text{m}$ ，線寬範圍從 $0.2\mu\text{m}$ 至 $8.5\mu\text{m}$ ，而 permalloy 厚度 30nm (覆蓋厚度 2nm 的金防氧化)，為了避免其他具有磁性的材料影響我們量測 permalloy wire 的磁電阻，我們選擇無磁性的金(Au)作為量測樣品的電極，電子束微影製程細節已在第三章詳述。圖 4-1 即是我們所製作量測的微米寬鎳鐵平板線之 SEM 影像，圖中金跨線為四點量測時電流與電壓的接腳，跨在樣品上的金跨線寬度約 $0.3\mu\text{m}$ ，將樣品分為數個區域，由於不同線寬之樣品其邊緣磁區明顯變化的範圍不同，因此我們將電極間的距離設計成兩種形式，各分為四區。圖中較暗的部份為 permalloy wire，較亮的部份則為金跨線(電極)。

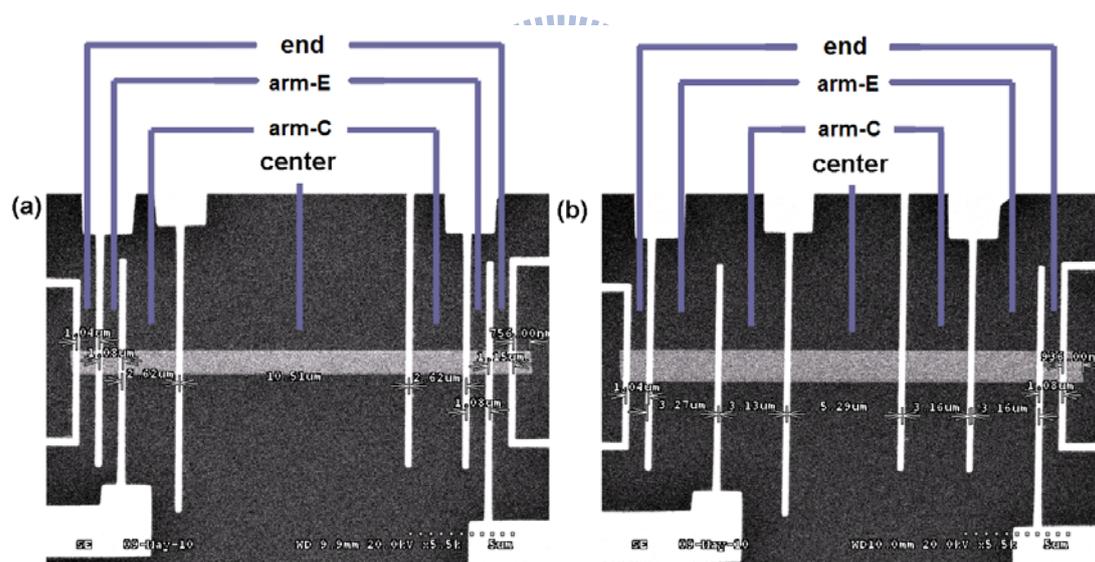


圖 4-1 本實驗樣品在 SEM 下所拍攝的圖片，圖(a)為樣品線寬 $0.2\mu\text{m}$ 至 $1.1\mu\text{m}$ 的設計圖，金電極間距由左至右分別為 1 、 1 、 2.5 、 10 、 2.5 、 1 、 $1\mu\text{m}$ 。圖 (b)則是樣品線寬 $1.5\mu\text{m}$ 至 $8.5\mu\text{m}$ 的設計圖，電極間距由左至右分別為 1 、 3 、 3 、 5 、 3 、 3 、 $1\mu\text{m}$ 。總線長為 $20\mu\text{m}$ ，因此會有 $1\mu\text{m}$ 為電流極中點至兩端尾的間距和。

4-1.2 電阻對溫度變化的關係

圖 4-2 為一系列樣品其電阻對溫度變化下的量測結果，溫度範圍由室溫降至 4K 以下，縱軸為電阻值除以量測樣品的長寬比，換言之即是方塊電阻值。由圖中可明顯看出，當溫度持續下降，電阻下降至最後會趨近一飽和殘餘值，由此可知樣品呈現金屬性，未有缺陷或雜質造成的無序性，而在 10K 其對應的電阻率約為 19~21 $\mu\Omega cm$ ，接近塊材電阻率 9 $\mu\Omega cm$ (T=70K)[25]。不同線寬之樣品在 10K 左右的方塊電阻值大約介於 6.25(Ω)~7(Ω)之間，由於方塊電阻值差異不大，因此我們可以對這一系列樣品比較其各自內部磁區的變化。另一方面由實驗數據可得知各樣品溫度降至 15K 以下時，其方塊電阻變化率在 $\frac{\Delta R_{\square}}{\Delta T} = 8 \times 10^{-6} \left(\frac{\Omega}{0.1K} \right)$ 以下，因此我們將樣品溫度控制在 $10 \pm 0.1K$ 內幾乎可忽略溫度對樣品所造成的影響 [26][27]。

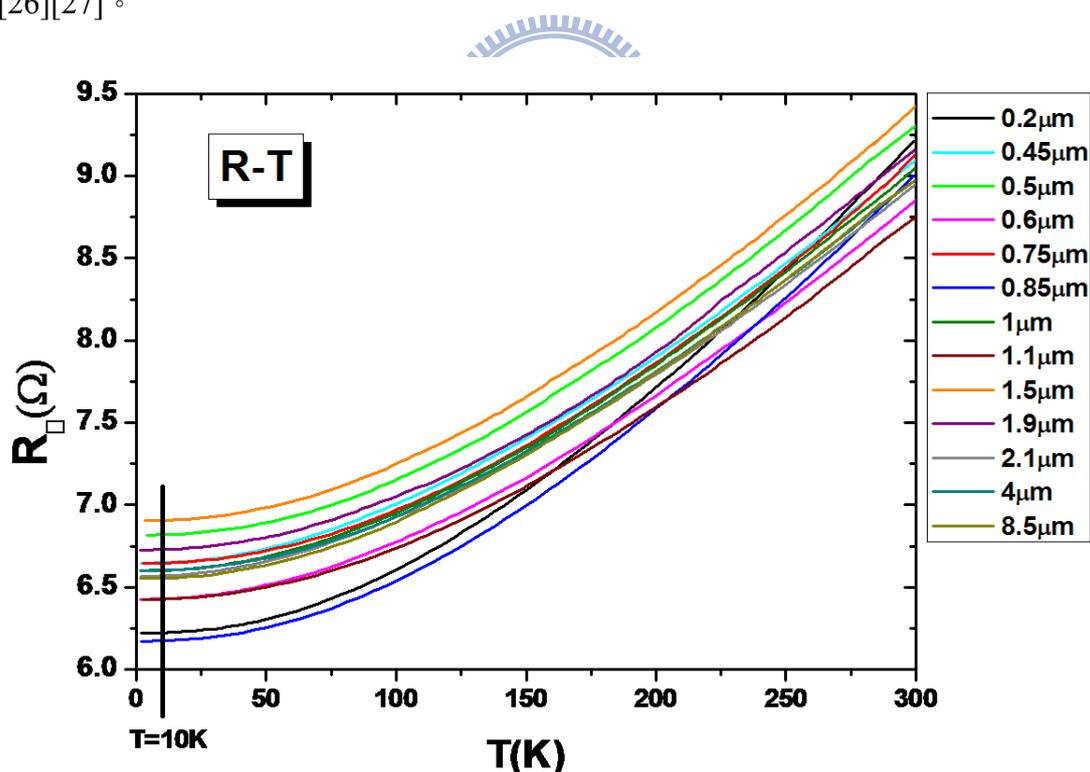


圖 4-2 樣品電阻對溫度變化下的量測結果

4-2 磁區形態與磁矩翻轉形式

由於我們使用的材料 permalloy 其晶格異向性幾近為零，因此靜磁能(形狀異向性能)為影響鎳鐵平板線磁區結構之最重要因素[28]，在無外加磁場的情況下，鎳鐵平板線的磁區結構會與其長寬比(aspect ratio)有關。本節中將分為二個部份，第一部份我們將量測到的磁電阻特性曲線分為二種磁區形態：多磁區(multi-domain)及單磁區(single-domain)。第二部份我們則開始探討不同線寬之樣品其內磁矩的翻轉形式。

4-2.1 不同磁區形態下的磁電阻特性曲線

對於 permalloy wire 而言，主要影響磁電阻的即是異向性磁阻(AMR)，異向性磁阻是由於自旋軌道散射所造成的，跟電流方向與磁化向量的夾角(ϕ)有關，異向性磁阻可以表示為：

$$R(H, \phi) = R_{\perp} + \Delta R \cos^2(\phi(H, \theta)) \quad (4-1)$$

本實驗中，電流就加在樣品長軸方向，因此 θ 、 ϕ 分別是外加磁場及磁化向量對長軸方向的夾角， $\Delta R = R_{\parallel} - R_{\perp}$ ， R_{\parallel} 、 R_{\perp} 則分別為外加磁場平行及垂直電流的飽和磁電阻。當外加磁場大於飽和磁場時，所有磁矩會平行於外加磁場方向，換言之 $\theta = \phi$ ，因此由(4-1)式可知，飽和異向性磁阻會成 $\cos^2 \theta$ 的關係式。

當線寬愈來愈小時，飽和磁場(H_{sat})會快速增加，我們所能給予的最大外加磁場 2600(Oe)並不能完全磁化樣品，因此無法測得其飽和電阻值。如圖 4-3 所示，線寬為 0.2 μm 及 1.5 μm 的樣品在不同外加磁場方向下所量測到的磁電阻特性曲線，由圖中可看出，樣品線寬 1.5 μm 在 $\theta=45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$ 其 $R(H)$ 曲線在 2600(Oe) 時仍有下降的趨勢，似乎未達飽和磁電阻值，除了這三個角度之外，其他角度我們都可以直接將量測所得到的最低值視為飽和磁電阻值；而樣品線寬 0.2 μm 則是除了 LMR($\theta=0^\circ$)以外，其他角度下的磁電阻曲線都明顯未呈現飽和趨勢。因此我們利用 SW model 擬合單磁區的磁電阻特性曲線來得到預期的飽和電阻值。

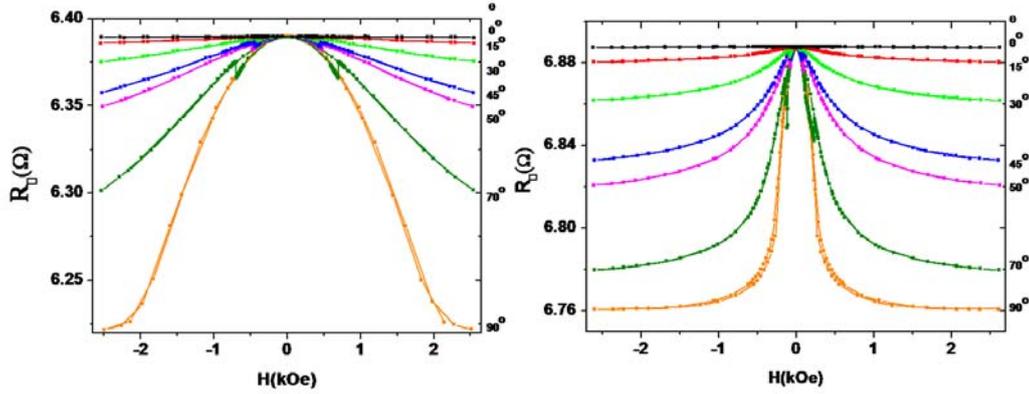


圖 4-3 線寬為 0.2 μm 及 1.5 μm 的樣品在不同外加磁場方向下所量測到的磁電阻特性曲線。兩者最大外加磁場約 2600(Oe)，樣品線寬 1.5 μm 在 $\theta=45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$ 時皆有明顯未飽和的趨勢，而樣品線寬 0.2 μm 則是除了 LMR($\theta=0^\circ$) 之外，其他角度的磁電阻曲線都明顯呈現未飽和趨勢。

根據章節 2-3.1 所詳述的 SW model，(2-22)式即表示此形態下的總能量，在外加磁場下其能量最小值可以表示成(2-23)式，而(2-23)式可改寫成：

$$2h \sin(\theta - \phi) = \sin(2\phi) \quad (4-2)$$

$h = \mu_0 H M_s / 2\mu_0 K_u$ ， K_u 為異向性常數， M_s 為飽和磁化強度， H 為外加磁場強度， ϕ 及 θ 則分別為磁化向量及外加磁場對長軸方向(電流方向)的夾角。我們可以固定 h 、 θ 代入(4-2)式解出與之對應的 ϕ 值，便可得到在固定的 θ 下， $\cos^2 \phi$ 與 h 之間的關係，而在(4-1)式中可看出， $\cos^2 \phi$ 為 $R(H, \phi)$ 的函數，而 h 是外加磁場強度 H 的函數，因此我們可進一步得出 $R(H, \phi)$ 與 H 的關係式，利用此關係式我們便可擬合實驗數據預測其飽和磁電阻值。

圖 4-4 為樣品線寬 0.6 μm 分別在 $\theta=30^\circ$ 及 50° 時所量測得到的磁電阻特性曲線，點是我們實驗得到的數據，紅色與藍色實線即是我們計算出的 $R(H, \phi)$ 與 H 間的數學曲線。由圖可知，SW model 可預測從飽和至 H_{sw} 發生前的磁電阻特性曲線，我們便是以此方式預測未飽和之樣品其不同角度下的飽和磁電阻值。

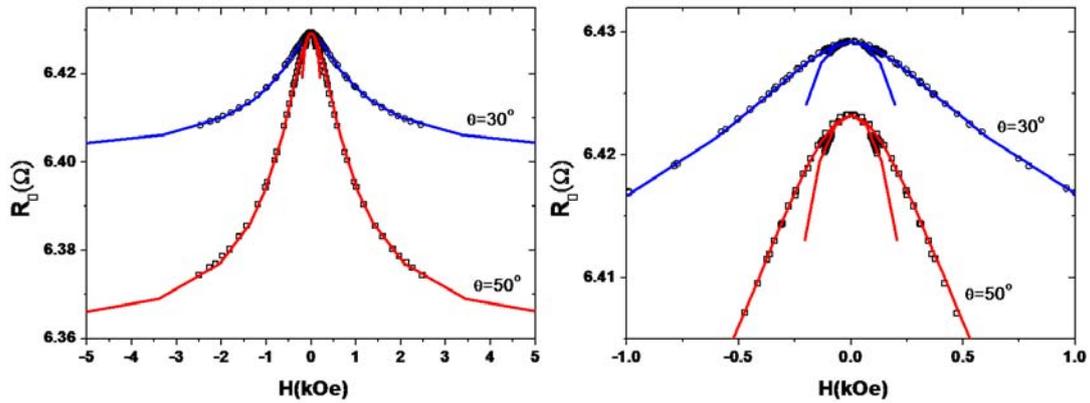


圖 4-4 為線寬 $0.6\mu\text{m}$ 的樣品分別在 $\theta=30^\circ$ 及 50° 所量測到的磁電阻特性曲線，圖中的實線為根據 SW model 擬合出的理論值。右圖是在低磁場下的放大圖。

圖 4-5 為樣品線寬 $0.2\mu\text{m}$ 、 $0.45\mu\text{m}$ 、 $0.6\mu\text{m}$ 、 $1\mu\text{m}$ 、 $1.5\mu\text{m}$ 、 $2.1\mu\text{m}$ 、 $4\mu\text{m}$ 及 $8.5\mu\text{m}$ 在各個角度(θ)下所量測得到的飽和磁電阻值，圖中 ● 為實驗中外加磁場約 $2600(\text{Oe})$ 所量測到的磁電阻值，▲ 則是我們利用數學式擬合實驗結果所得到的飽和磁電阻值，虛線即是 $\cos^2 \theta$ 的關係式。當樣品線寬愈來愈小時，其飽和磁場(H_{sat})會快速增加而超過我們實驗所能給予的最大外加磁場 $2600(\text{Oe})$ ，因此我們利用數學擬合的方式得到未飽和之樣品其不同角度下的飽和磁電阻值，由圖可知，實驗結果與理論值準確度在 1° 以內，接近預期的 $\cos^2 \theta$ 關係。

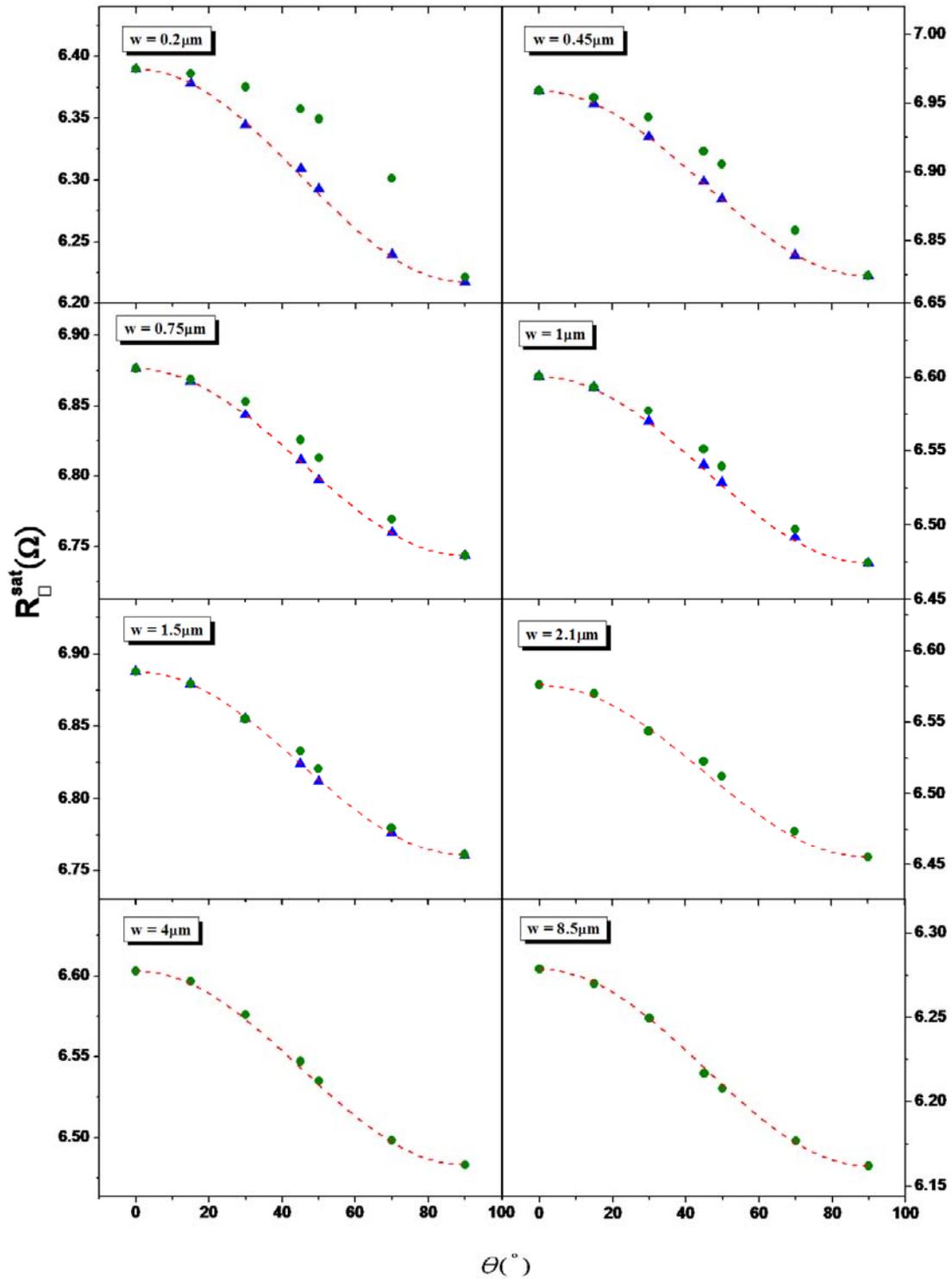


圖 4-5 不同線寬之樣品其飽和磁電阻值與 θ (外加磁場和電流方向夾角)的關係。

- : 量測的 $R(H=2.6\text{kOe})$; ▲ : 擬含量測的 $R(H)$ 所得的飽和磁電阻值 ;
- : $\cos^2 \theta$ 的關係式。

多磁區(Multi-domain)

圖 4-6 即為典型多磁區結構樣品展現的 LMR($\theta=0^\circ$)及 TMR($\theta=90^\circ$)磁電阻特性曲線。當外加平行電流的磁場達到飽和磁場時，所有的磁矩皆會平行外加磁場方向(即平行電流方向)，這時形成單磁區的結構，擁有最大的靜磁能及最高的磁電阻值；當外加磁場開始減少至接近零之前，磁電阻仍幾乎不改變；但是當磁場繼續減少至零之前時，為了減少靜磁能，磁矩便會開始偏轉，磁區間會有磁壁產生而形成多磁區結構，這時磁阻會些微下降；在外加磁場轉變方向後，磁電阻會開始快速減少並出現明顯的磁滯現象，當過了轉折點後，磁電阻開始緩慢的增加，這狀況說明內部的磁區正在緩慢改變，為多磁區特性。TMR 的情況則是當外加磁場由飽和值開始減少後，由於易磁軸仍然偏向長軸方向，磁矩會立刻發生偏轉，因此磁電阻會立即隨之增加，但當外加磁場為零時，由於為多磁區結構，殘磁磁阻會小於 LMR 下的飽和磁電阻值。

由左圖中可看出，LMR 發生最低點的外加磁場與 TMR 發生最高點的外加磁場很接近，這現象類似磁滯曲線中發生矯頑場(coercive field, H_c)的情況， H_c 的定義即是當樣品內總磁化向量為 0 時，外加磁場的大小。我們利用 $\Delta R / \Delta AMR$ 表示磁電阻特性曲線， $\Delta R = R(H) - R_{\parallel}$ 且 $\Delta AMR = R_{\parallel} - R_{\perp}$ ，當 $\Delta R / \Delta AMR$ 的值為 0% 即表示所有磁矩平行長軸方向，而 -100% 則表示所有磁矩平行短軸方向。換言之， $\Delta R / \Delta AMR$ 的負值愈大時，代表其內磁矩偏離長軸的數量愈多，因此對於多磁區結構而言，由於其內有許多磁壁存在， $\Delta R / \Delta AMR$ 值通常會比單磁區結構來得高。

線寬為 $8.5\mu\text{m}$ 的樣品由於形狀異向性能較弱，因此會形成多磁區的結構，其內磁矩的翻轉形式會在稍後章節討論。

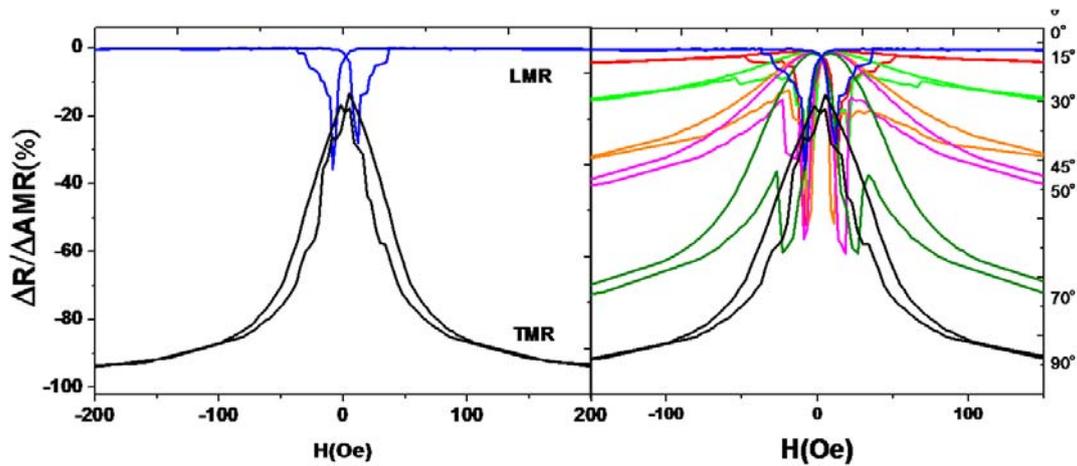


圖 4-6 左圖為線寬 8.5 μm 的樣品在 LMR 及 TMR 的特性曲線($T=10\text{K}$)，右圖是其在 $\theta = 0^\circ$ 與 90° 間多組不同 θ 的 MR 特性曲線。

單磁區(Single-domain)

圖 4-7 為典型單磁區結構樣品展現不同 θ (外加磁場與電流方向夾角) 下的磁電阻特性曲線。其 TMR($\theta=90^\circ$) 特性曲線會出現類似鐘罩的圖形，由於易磁軸在長軸方向，外加磁場由飽和值開始減少時，磁矩會緩慢偏轉至長軸方向；當外加磁場為零時，磁電阻有最大值，由於為單磁區結構，其殘磁磁阻會與 LMR 的飽和磁電阻值相同；之後磁場轉變至相反方向後，磁矩會隨磁場強度增加緩慢偏轉至短軸方向，逐漸降低磁電阻，這種鐘罩圖形的磁電阻是可逆式。

在 $\theta < 90^\circ$ 時，會有不可逆的變化存在，由左圖可看出，在較低磁場時會發生不可逆的 V 型不連續點，這個不連續點是磁矩快速偏轉所造成的，中間磁場間隔只有 2(Oe)，說明在翻轉期間並沒有穩定的磁區或磁壁結構產生，此現象為單磁區特性。有別於多磁區的情況，多磁區的磁矩是緩慢偏轉的形式。

在 LMR 部份，由於是單磁區結構，因此外加磁場從飽和值減少至零時，其內磁矩仍平行於長軸方向，因此殘磁磁阻會與飽和磁阻相同。對於任何外加磁場方向下的磁電阻特性曲線，其外加磁場為零時，磁阻皆為最大值，且會與 LMR 飽和磁電阻值相同。

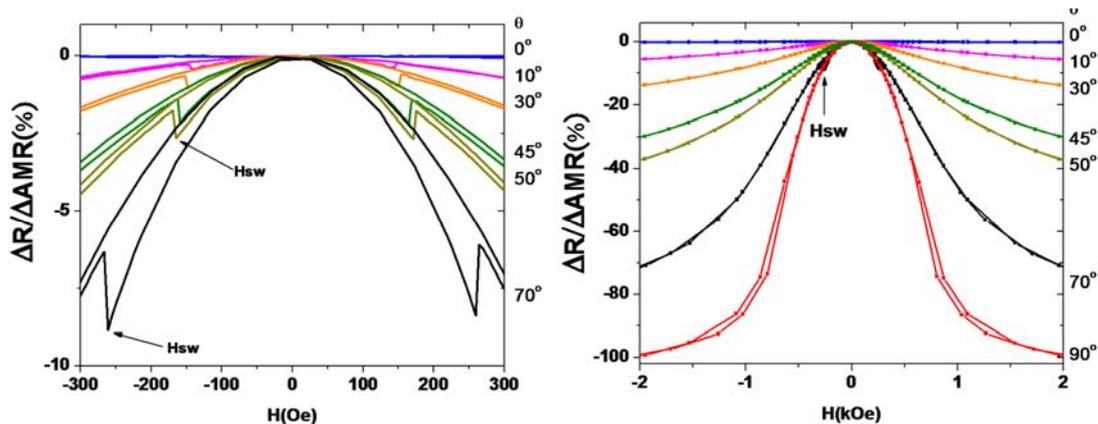


圖 4-7 為線寬 $0.5\mu\text{m}$ 的樣品在不同外加磁場方向下的磁電阻特性曲線 ($T=10\text{K}$)。左圖為在低磁場下的放大圖。

4-2.2 磁矩的翻轉形式

對於一長條型單磁區結構之磁性材料而言，可能會產生數種翻轉形式，而最常見的兩種翻轉形式即是 coherent 與 curling rotation。SW model 預測 coherent rotation 情況下的 H_{sw} 會在 $\theta = 45^\circ$ 時有最小值。而 Aharoni 利用扁長型橢球模型分析 curling rotation 的結果，得出 H_{sw} 會隨著角度增加而增加，關於兩種翻轉機制已在 2-3 詳述。

我們利用量測樣品磁電阻的方式得到不同線寬之樣品其不同外加磁場方向下的 H_{sw} ，圖 4-8 即是我們量測線寬從 $0.2\mu\text{m}$ 至 $1.9\mu\text{m}$ 樣品其 center 區的结果，此線寬範疇其長寬比不同導致形狀異向性能不同，所以邊界效應造成空間上磁區變化的分佈不盡相同，因此這裡僅先討論不同線寬之樣品在 center 區所量測到的 H_{sw} ，稍後章節我們會詳細討論同一樣品其不同區內 H_{sw} 的差異。如圖 4-8 所示，寬度小於 $1.9\mu\text{m}$ 的樣品其 H_{sw} 皆隨角度增加而增加，在 $\theta = 0^\circ$ 時有最小值，因此我們可以推論各樣品內的磁矩翻轉形式並不是 coherent rotation。由此，我們利用 curling 的翻轉形式擬合我們所量測到的 H_{sw} 。對一扁長型橢球而言，其 H_{sw} 可以表示成：

$$H_{sw} = 2\pi M_s \frac{(2D_c - \frac{k}{S^2})(2D_a - \frac{k}{S^2})}{\sqrt{(2D_c - \frac{k}{S^2})^2 \sin^2 \theta + (2D_a - \frac{k}{S^2})^2 \cos^2 \theta}} \quad (4-3)$$

θ 為外加磁場與易磁軸方向(電流方向)的夾角, $D_c = N_c / 4\pi$, $D_a = N_a / 4\pi$, N_c 與 N_a 分別是扁長型橢球長軸與短軸方向的去磁能參數, 相關式子可參考(2-14)式, S 稱為 reduced radius: $S = R / \ell_{ex}$, R 為橢球半徑。我們是改變橢球半徑來進行擬合, 圖 4-8 中黑色實線即為我們所擬合的結果, 而各樣品其擬合結果得到的 R 值則是在表一分別列出。

由於 Aharoni model 是分析扁長型橢球模型, 但我們製作的鎳鐵平板線並不是橢球形狀, 因此實驗值並不能完全吻合理論值。由圖 4-8 中可看出, 樣品線寬在 $1.1\mu\text{m}$ 以下其愈大角度時 H_{sw} 會愈偏離理論值, 可能是因為邊緣處在磁矩翻轉的過程中產生磁壁的結構造成與小角度時相比有不同的翻轉形式出現, 此現象我們會在稍後章節詳述; 而線寬較大的樣品由於長寬比逐漸變小, 內部磁區不再是單磁區形態, 因此會逐漸偏離理論值, 當樣品線寬大於 $1.9\mu\text{m}$ 之後, H_{sw} 已沒有隨著角度增加而增加, 表示其內磁矩主要翻轉形式已不是 curling rotation。而在樣品線寬 $0.75\mu\text{m}$ 至 $1.5\mu\text{m}$ 其 R_{fit} 並沒有隨寬度增加而增加, 顯示此線寬範圍內的樣品其 H_{sw} 雖然有隨角度增加而增加, 但內部磁矩可能有不同於 curling rotation 的翻轉形式存在。此外, 線邊緣的粗糙與否, 也可能是造成實驗值偏離理論值的因素之一[29]。

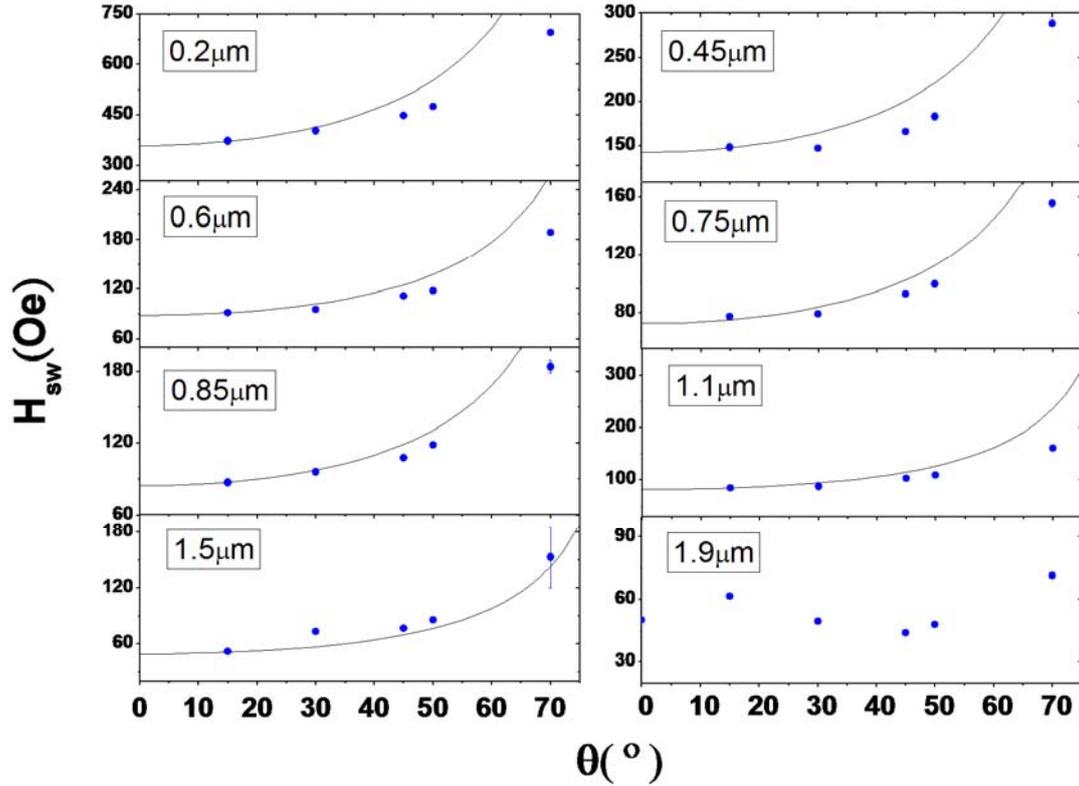


圖 4-8 不同線寬之樣品在 center 區所量測到的 H_{sw} 與 θ 的關係圖，實線部份為扁長型橢球在 curling rotation 下預測的理論線。

wire width(μm)	0.21 μm	0.45 μm	0.6 μm	0.75 μm	0.85 μm	1.1 μm	1.5 μm
aspect ratio m	95	44	33	27	24	18	14
effective radius (nm)	40	58	67	75	80	91	106
R_{fit} (nm)	24	37	47	52	49	49	64

表一 不同線寬之樣品所用的參數， R_{fit} 即是利用(4-3)式擬合的參數。

當外加磁場平行於長軸方向($\theta = 0^\circ$)時，(4-3)式可以改寫成：

$$H_{sw}^{\theta=0^\circ} = 2\pi M_s \left(\frac{k}{S^2} \right) \quad (4-4)$$

由上式我們可知 $H_{sw}^{\theta=0^\circ}$ 會與 $1/R^2$ 成正比，而 $R_{\text{effective}} = \sqrt{wt}/2$ ，因此 $H_{sw}^{\theta=0^\circ}$ 理論上會與 w^{-1} 成正比。

圖 4-9 即是不同線寬之樣品在 $\theta = 0^\circ$ 的 H_{sw} 值，我們用對數圖表示，藍色三角形是我們實驗量測所得到的值，紅色方形為鐘廷翊學長的樣品所量測到的值 [15]，實線則是 $w^{-1.22}$ 的關係式。如圖所示，在樣品線寬為 $0.75\mu\text{m}$ 以下時， H_{sw} 會隨著線寬變小而快速增加；當樣品線寬大於 $0.75\mu\text{m}$ 時， H_{sw} 則相對變化不大。由擬合的結果呈現線寬 $0.75\mu\text{m}$ 以下的 permalloy wire 其 $H_{sw}(\theta = 0^\circ)$ 接近 w^{-1} 的關係，因此我們推論內部磁矩翻轉形式偏向 curling rotation；而線寬大於 $0.75\mu\text{m}$ 的樣品，其內磁區則開始有些不同的翻轉機制出現。

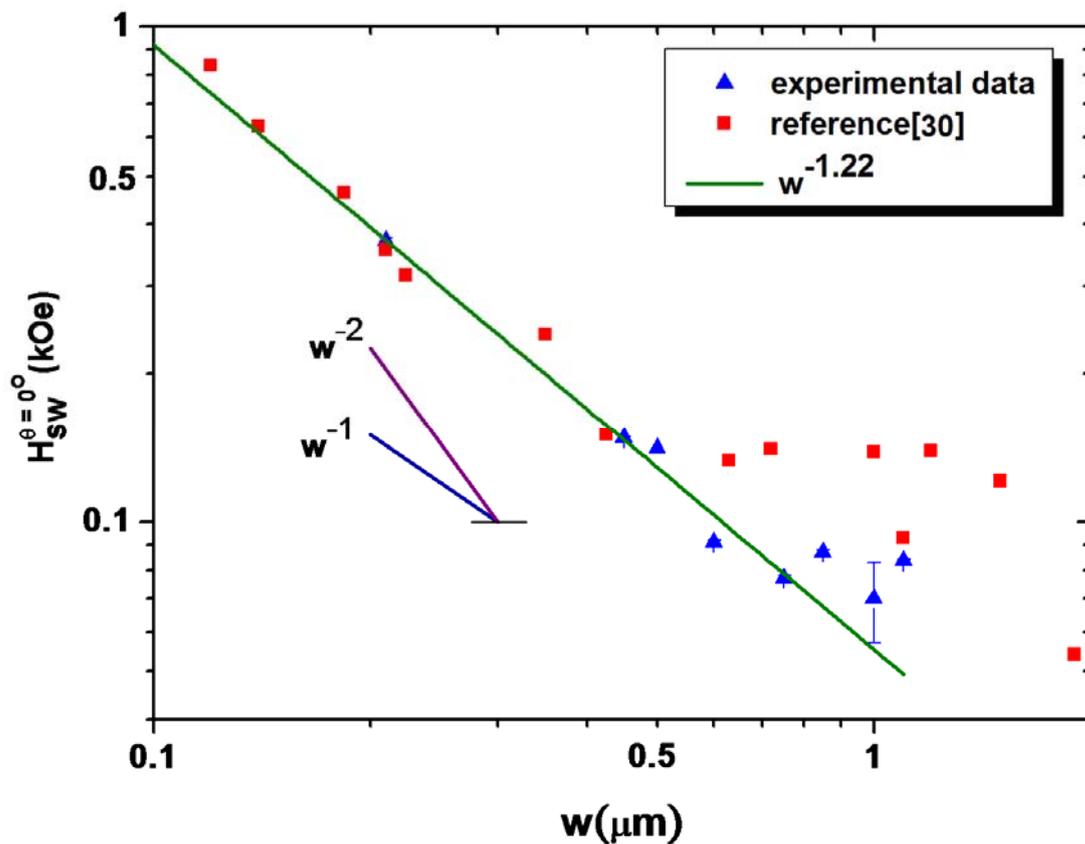


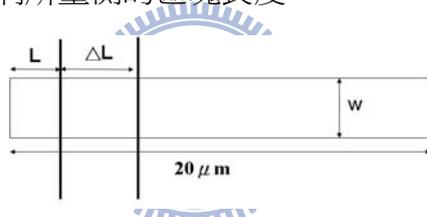
圖 4-9 線寬與 $H_{sw}(\theta = 0^\circ)$ 的對數關係圖，實線為 $w^{-1.22}$ 的關係式 (w 為線寬)，圖中標示 w^{-1} 及 w^{-2} 的線為參考斜率。

4-3 不同區間磁區的差異

本節中我們開始探討 permalloy wire 不同區間磁區的變化。第一部份會先比較同一樣品在不同區間磁區的差異，我們會將其變化過程分為五個階段討論。由我們實驗結果得知，當樣品線寬愈來愈大時，由於形狀異向性能減少，邊緣磁區與中間磁區的差異會愈來愈小，因此第二部份我們會分析各樣品的形狀異向性能，並針對在 LMR 下量測瞬間翻轉場時的 AMR effect 來探討磁區明顯變化的範圍。

4-3.1 中間磁區與邊緣磁區的差異

現在我們定義 L 及 ΔL 兩種參數，如下圖所示， L 表示量測區距側邊邊緣的距離，而 ΔL 則表示我們所量測的區塊長度。



除了將量測所得到的磁電阻值換算成 $\Delta R/\Delta AMR(\%)$ 以外。另外我們定義 $\Delta r/\Delta AMR(\%)$ ($\Delta r = R(H_{sw}) - R_{\parallel}$) 為在瞬間翻轉時的 AMR effect，即是表示當單磁區的 H_{sw} 或是多磁區的 H_c 發生前，會有多少比例的磁矩偏離長軸方向。

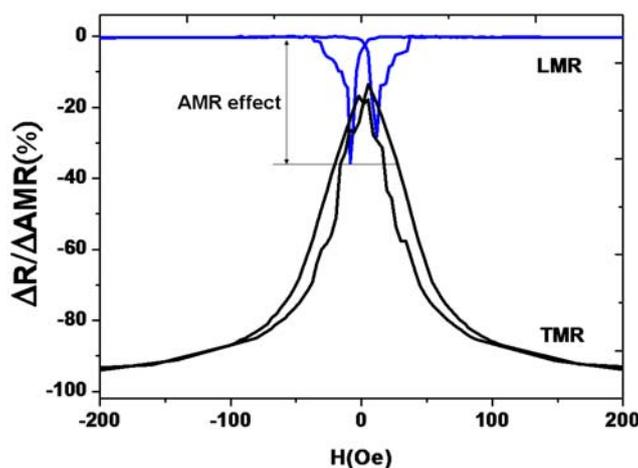


圖 4-10 在瞬間翻轉場時的 AMR effect

A. $w = 0.2\mu\text{m}$

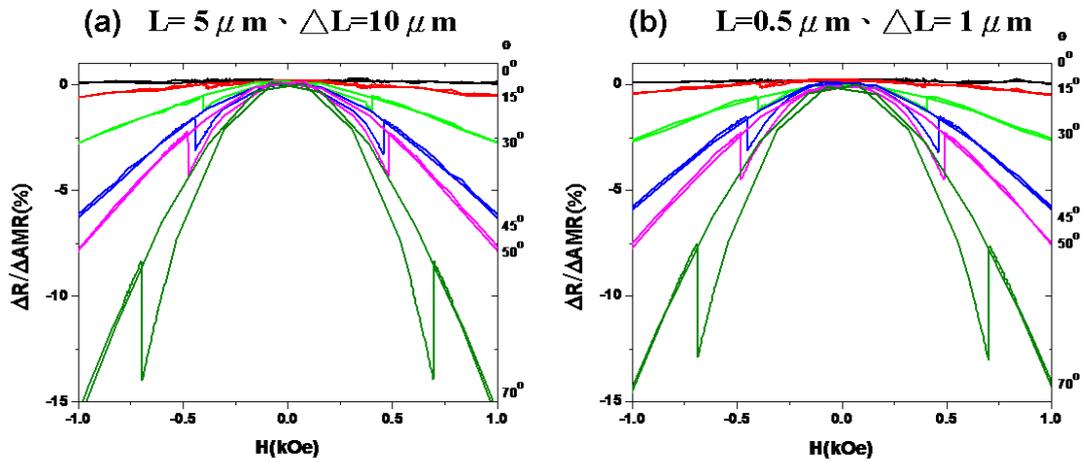


圖 4-11 樣品線寬 $0.2\mu\text{m}$ 在不同區間的磁電阻特性曲線，磁場與電流方向依序由上而下為 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$

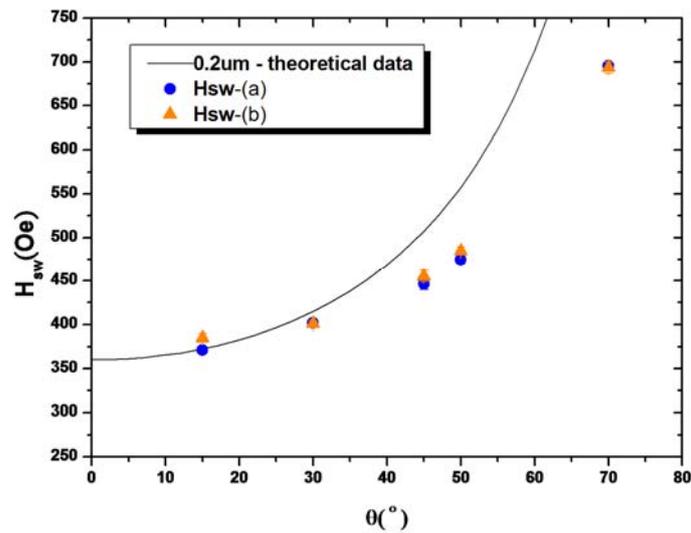


圖 4-12 樣品線寬 $0.2\mu\text{m}$ 在不同區間所量測的 H_{sw} 值

由圖 4-11、4-12 可看出，線寬 $0.2\mu\text{m}$ 的樣品在距邊緣處 $0.5\mu\text{m}$ 的磁區與中間的磁區變化方式實際上並無明顯改變，且兩區量測到的 H_{sw} 也差異不大，代表兩區內的磁矩翻轉時機幾乎相同，皆為單磁區結構。

B. $0.45\mu\text{m} < w < 0.85\mu\text{m}$

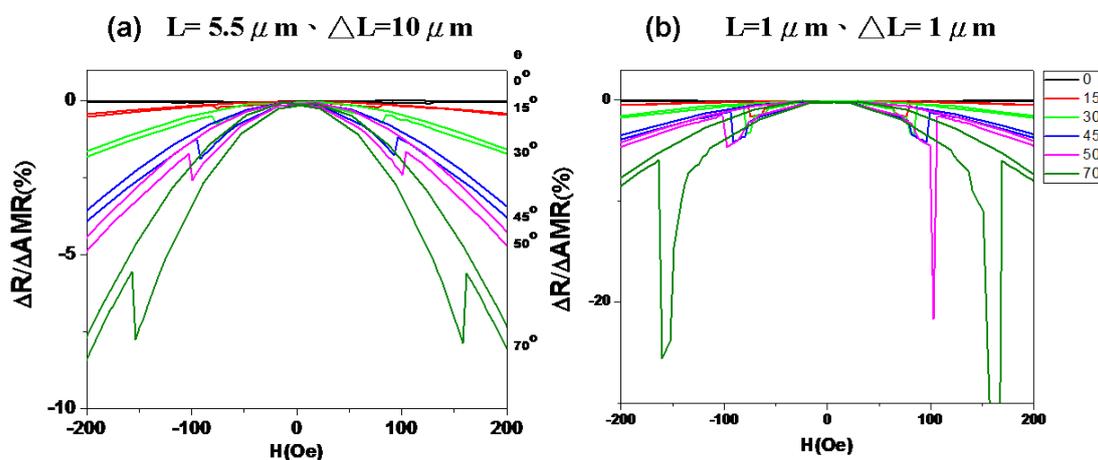


圖 4-13 樣品線寬 $0.75\mu\text{m}$ 在不同區間的磁電阻特性曲線，磁場與電流方向依序由上而下為 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$

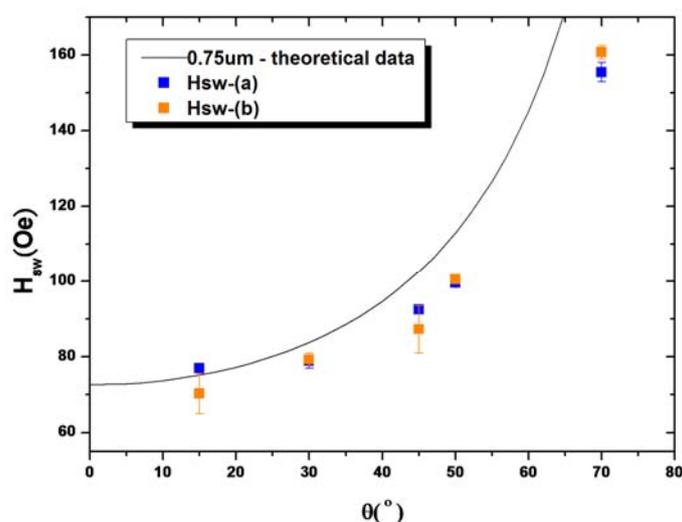


圖 4-14 樣品線寬 $0.75\mu\text{m}$ 在不同區間所量測的 H_{sw} 值

由圖 4-13、4-14 可看出，當樣品線寬為 $0.75\mu\text{m}$ 時在距邊緣處 $1\mu\text{m}$ 的磁區出現明顯有別於單磁區的結構，從圖中觀察到當外加磁場開始轉變方向後，邊緣磁區磁矩翻轉方式並不連續，這是由於內部出現磁壁(domain wall)的結構，使得磁矩在翻轉的過程中推移磁壁所導致的。而兩區分別量測到的 H_{sw} 差異並算不大，代表邊緣處仍偏向單磁區結構，可能只是有小部份磁壁的存在，造成翻轉方式與中間磁區不同。線寬 $0.45\mu\text{m}$ 至 $0.85\mu\text{m}$ 的樣品皆與 $0.75\mu\text{m}$ 情形類似。

C. $1\mu\text{m}$ 、 $1.1\mu\text{m}$ 、 $1.5\mu\text{m}$

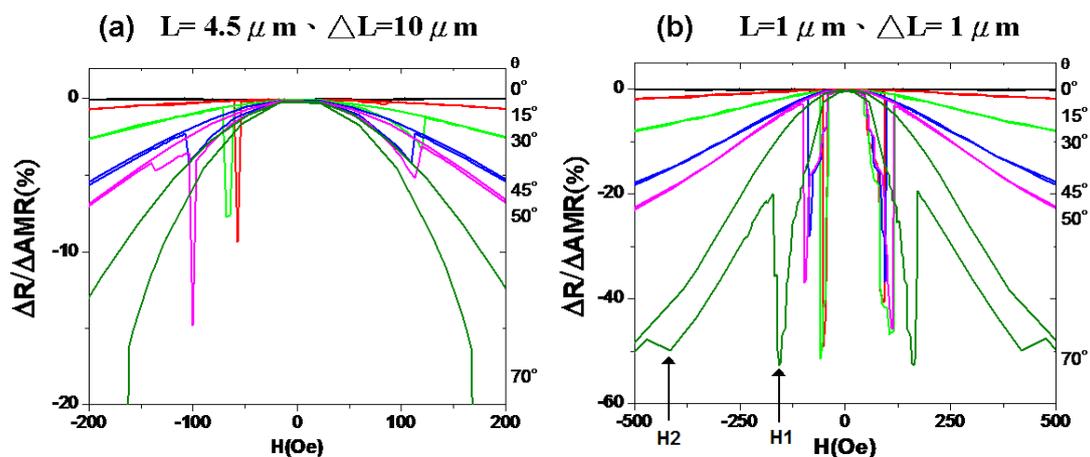


圖 4-15 樣品線寬 $1\mu\text{m}$ 在不同區間的磁電阻特性曲線，磁場與電流方向依序由上而下為 $0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 70^\circ$

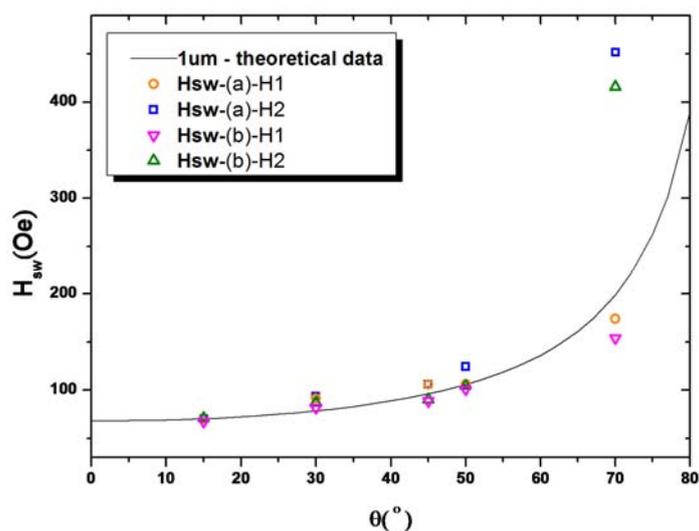


圖 4-16 樣品線寬 $1\mu\text{m}$ 在不同區間所量測的 H_{sw} 值

如圖 4-15、4-16 所示，線寬 $1\mu\text{m}$ 的樣品其中間磁區已不再是完全單磁區的結構，其內可能有局部磁壁的形成，而邊緣區雖然殘磁仍然接近 LMR 的飽和磁阻值，但各角度下瞬間翻轉場時的 AMR effect 皆差不多，表示已有多數的磁區及磁壁產生。兩區皆在 $\theta = 70^\circ$ 時出現”蝴蝶袖”的現象，蝴蝶袖的成因即是因邊緣效應產生的靜磁能導致磁矩翻轉方式分為兩段式的變化[31]，而樣品線寬 $1.1\mu\text{m}$ 與 $1.5\mu\text{m}$ 皆有與 $1\mu\text{m}$ 類似的情況。

D. 1.9 μm 、2.1 μm

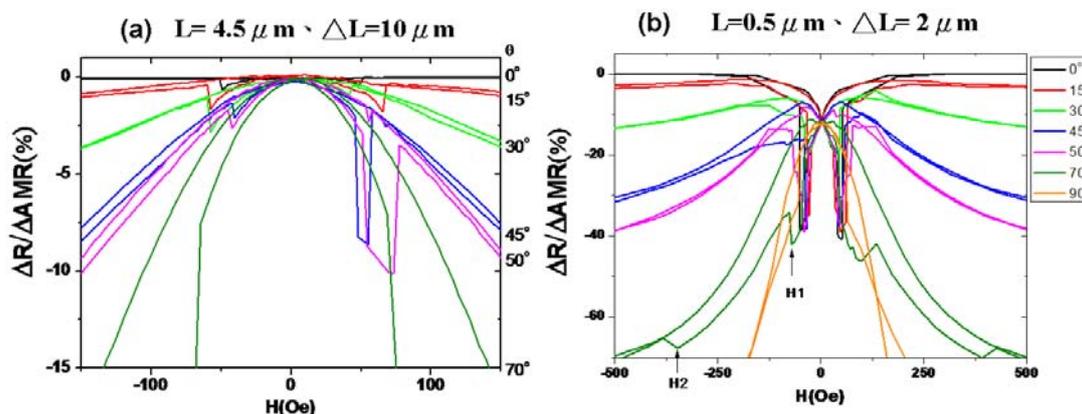


圖 4-17 樣品線寬 1.9 μm 在不同區間的磁電阻特性曲線，磁場與電流方向依序由上而下為 0°, 15°, 30°, 45°, 50°, 70°

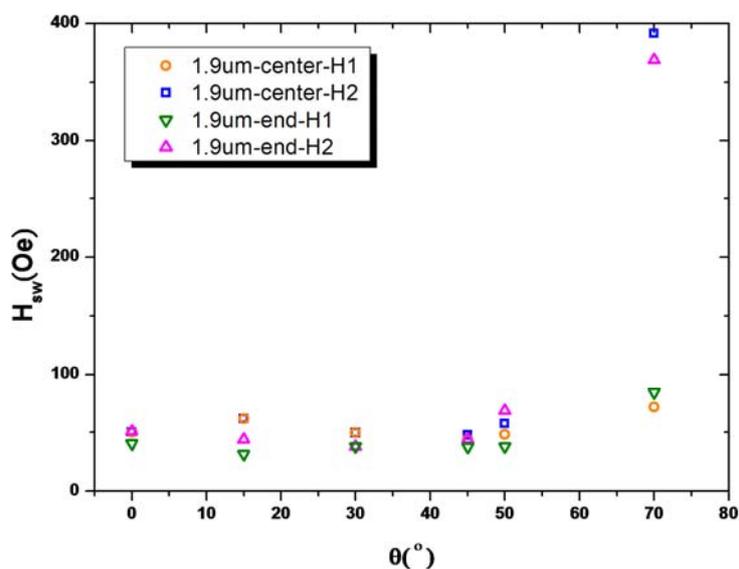


圖 4-18 樣品線寬 1.9 μm 在不同區間所量測的 H_{sw} 值

由圖 4-17、4-18 可看出，線寬 1.9 μm 的樣品其中間磁區的殘磁雖然仍接近飽和磁阻值，翻轉方式卻介於單磁區與多磁區之間，且量測所得到的 H_{sw} 已不再隨著角度增加而增加，顯示磁矩翻轉方式已不再是 curling rotation；而邊緣區殘磁比 LMR 的飽和磁電阻值少了約 10% 左右，且各角度下瞬間翻轉場時的 AMR effect 皆差不多，顯示已形成多磁區結構。線寬 2.1 μm 與 1.9 μm 皆有類似的變化。

E. $4\mu\text{m}$ 、 $8.5\mu\text{m}$

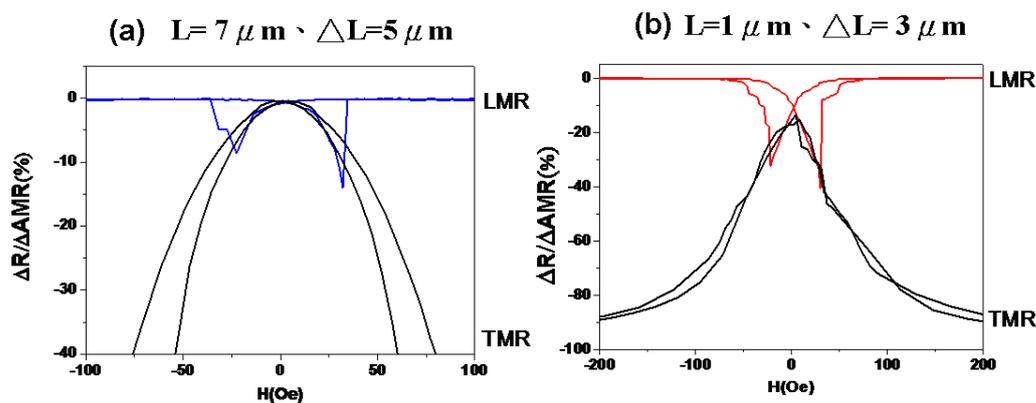


圖 4-19 樣品線寬 $4\mu\text{m}$ 在不同區間的 LMR 及 TMR 特性曲線

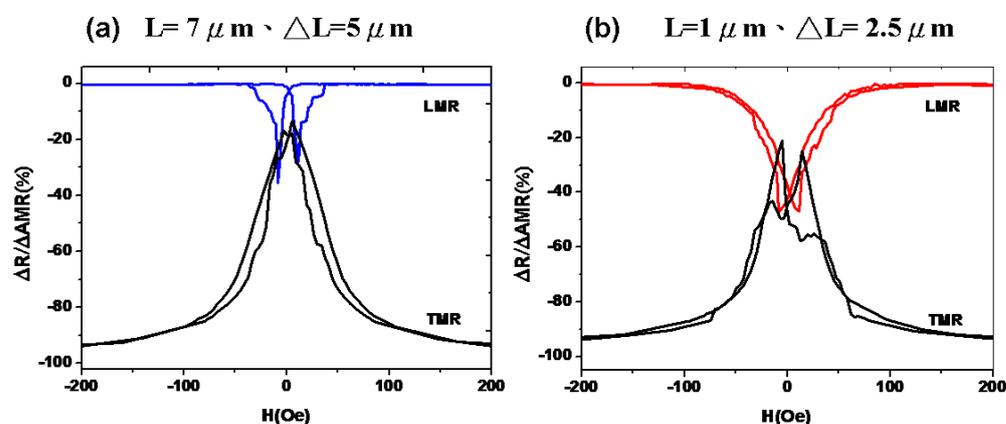


圖 4-20 樣品線寬 $8.5\mu\text{m}$ 在不同區間的 LMR 及 TMR 特性曲線

如圖 4-19，線寬 $4\mu\text{m}$ 的樣品其中間磁區之 LMR 顯示翻轉形式已偏向多磁區的形態，在瞬間翻轉場發生前約有 15% 的 AMR effect 出現；而邊緣區殘磁比 LMR 的飽和磁電阻值少了約 10%，且 TMR 開始出現類似雙峰的現象，說明此樣品已成為多磁區結構。如圖 4-20 所示，線寬 $8.5\mu\text{m}$ 的樣品其中間磁區已完全成為多磁區結構；邊緣區雖然也是多磁區結構，但觀察其磁電阻特性曲線，內部磁區分佈可能比中間磁區要來得複雜許多。

我們分析線寬從 $0.2\mu\text{m}$ 至 $8.5\mu\text{m}$ 的樣品其中間磁區與邊緣磁區差異，發現當線寬愈來愈大時，兩區內的磁區差異會愈來愈小，到最後皆會形成多磁區結構。

4-3.2 AMR effect-LMR

上一節我們已知同一樣品其中間磁區與邊緣磁區實際上磁矩翻轉的形式有明顯不同，本節中我們開始探討除了中間與邊緣磁區之外，其他磁區在 LMR 下瞬間翻轉場時的 AMR effect，AMR effect 的值愈高，代表磁矩在翻轉時偏離長軸方向的數量愈多。圖 4-21 為線寬 $0.85\mu\text{m}$ 及 $1.9\mu\text{m}$ 的樣品在 LMR 時所量測得到的 AMR effect。由圖中可知，樣品線寬 $0.85\mu\text{m}$ 在靠近邊緣處才有明顯的 AMR effect 出現，說明只有在這處翻轉時有明顯偏離長軸的磁矩存在；而樣品線寬 $1.9\mu\text{m}$ 在愈靠近邊緣處，其 AMR effect 的值愈高，表示愈近邊緣處磁矩偏離長軸的數量愈大。而線寬 $1.9\mu\text{m}$ 的樣品其 AMR effect 明顯比線寬 $0.85\mu\text{m}$ 來得高，說明樣品線寬愈大，其內部磁矩的偏離長軸的程度愈高。

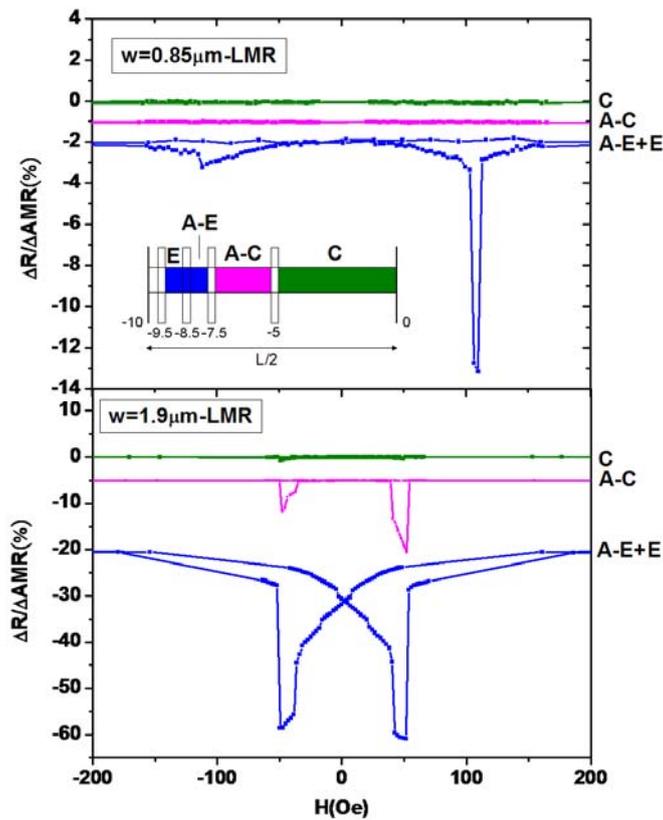


圖 4-21 為線寬 $0.85\mu\text{m}$ 及 $1.9\mu\text{m}$ 的樣品各區在 LMR 下瞬間翻轉場時的 AMR effect。上圖中方形圖案為半長的 permalloy wire ($L=20\mu\text{m}$)，數字表示離中心點的距離。

圖 4-22 即是我們量測不同線寬之樣品在 LMR 下瞬間翻轉場時的 AMR effect 與各區的關係圖。由圖中可看出當樣品線寬為 $0.2\mu\text{m}$ 時，距邊緣 $0.5\mu\text{m}$ 的磁區仍然無明顯改變，而線寬 $0.45\mu\text{m}$ 至 $1.1\mu\text{m}$ 的樣品只有靠近邊緣約 $1\mu\text{m}$ 左右的磁區在瞬間翻轉場時有明顯 AMR effect 出現，即表示只有在這範圍內的磁矩翻轉有明顯偏離長軸的情況；而當樣品線寬大於 $1.1\mu\text{m}$ 之後，從邊緣開始磁矩的偏離長軸的程度及範圍愈來愈大，直至線寬 $8.5\mu\text{m}$ 的樣品其各區內的磁矩偏離程度已差異不大，此現象仍由於邊緣效應及樣品本身的形狀異向性交互影響所導致的。

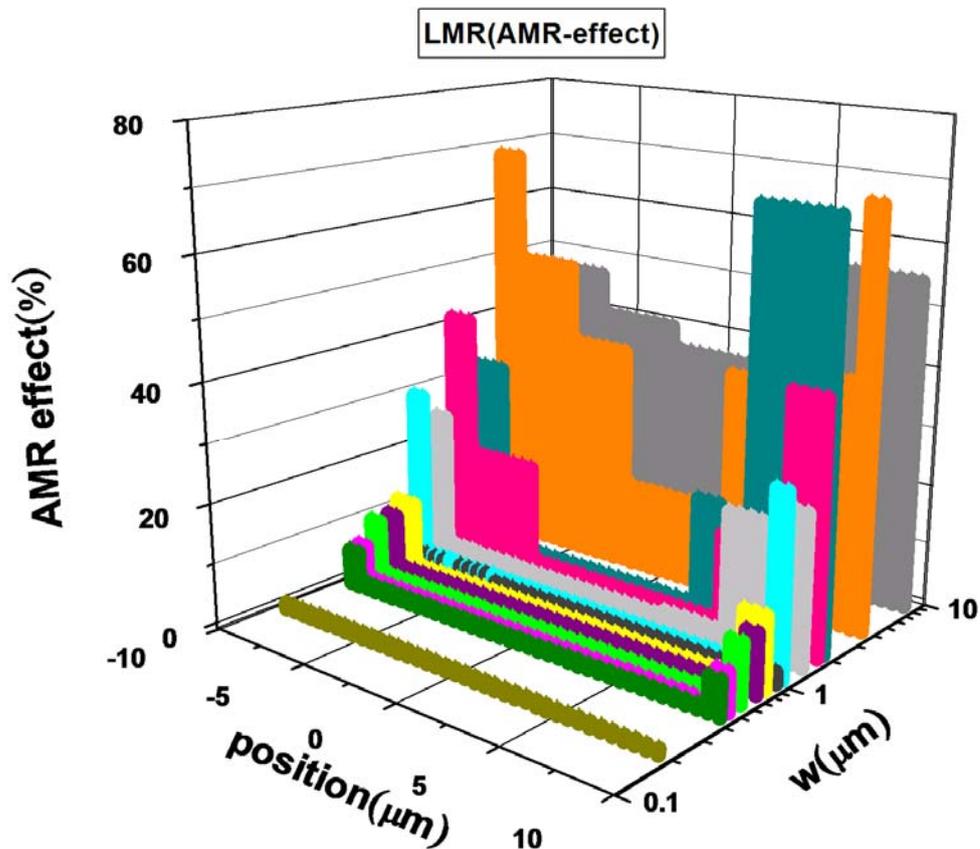


圖 4-22 不同線寬之樣品在 LMR 下瞬間翻轉場時的 AMR effect 其空間分佈圖，position 表示線的長軸位置，線長 $20\mu\text{m}$ ，中間位置以 0 表示，由 -10 到 +10 共 $20\mu\text{m}$ 。

形狀異向性能與樣品的形狀及大小有關，考慮 $\text{TMR}(\theta=90^\circ)$ 的情況，(4-1) 式及(4-2)式可以合併為：

$$R(H) = R_{\perp} + \Delta R \cos^2\left(\frac{M_s H}{2K_u}\right)^2 \quad (4-5)$$

擬合方式是先利用二次函數擬合各樣品的 TMR 曲線，再將二次函數與(4-5)式代換即可解出 K_u 值。4-23(a)為線寬 $0.85\mu\text{m}$ 之樣品擬合 TMR 曲線的結果，擬合所得到的 K_u 值約 $2.9 \times 10^5 \text{erg/cm}^3$ 。圖 4-23(b)即是我們擬合樣品線寬小於 $2.1\mu\text{m}$ 所得到的 K_u 值，並用對數圖表示，圖中虛線為計算 $K_u \sim N_d M_s^2$ 的結果， M_s 值為 820emu/cm^3 ， N_d 為形狀異向性參數，是以細長型橢球(slender ellipsoid)模型代入實際樣品參數所得到的，其中厚度代入 24nm 所計算出的理論值較符合我們實際量測所得到的 K_u 值，至於橢球模型已在 2-2.4 詳述。由於我們的樣品並不完全是橢球形狀，因此實驗值無法完全吻合理論計算的結果。

線寬為 $4\mu\text{m}$ 及 $8.5\mu\text{m}$ 的樣品由於形狀異向性能較小，實際上樣品已形成多磁區結構，因此不適用此方式擬合多磁區的 TMR 曲線。

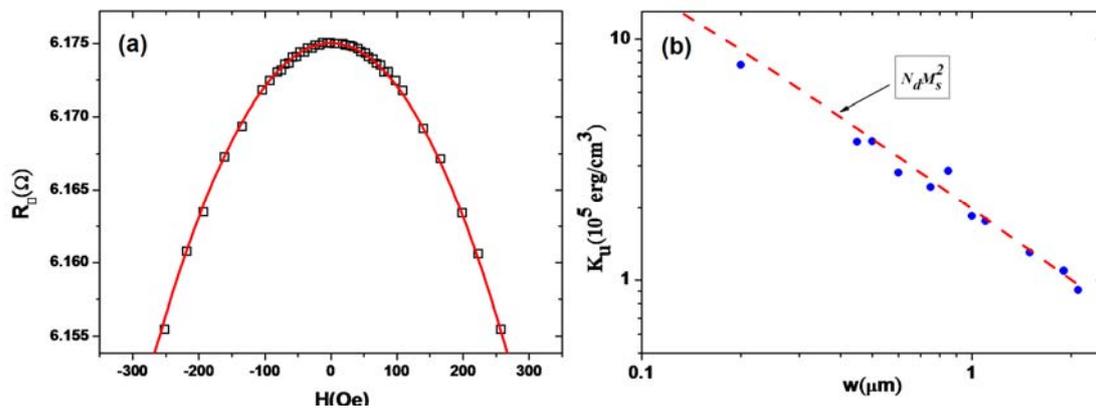


圖 4-23 圖(a)為樣品線寬 $0.85\mu\text{m}$ 在 TMR 時的磁電阻特性曲線，紅色實線為二次函數擬合的結果，點為實際實驗所得到的數據。圖(b)是我們擬合樣品線寬小於 $2.1\mu\text{m}$ 所得到的 K_u 值。($M_s=820 \text{emu/cm}^3$)

邊緣效應即是由於形狀導致此處的磁矩傾於躺在邊緣處，而這些躺在邊緣的磁矩會產生一靜磁能使得周圍磁矩傾於偏離易磁軸(長軸)。當形狀異向性能很大時，會克服邊緣效應產生的靜磁能而使大部份磁矩仍偏向長軸方向；相反地，當形狀異向性減小後，克服不了因邊緣效應所產生的靜磁能，磁矩便會開始偏轉且影響範圍愈來愈大，由圖 4-22、4-23 我們可以發現，線寬較大的樣品，其形狀異向性能減少，使得邊緣磁矩偏離長軸的數量增加，且隨著線寬愈大，偏離長軸的磁矩分佈範圍愈大，直至最後全區皆形成多磁區結構。



第五章 總結與進一步探討

5-1 結論

我們對一系列不同線寬之鎳鐵平板線(permalloy wire)做磁電阻量測，其主要研究分為兩個部份。一是不同線寬之樣品其內磁矩的翻轉形式，二則是各樣品不同區內磁矩的變化。

在第一部份，我們呈現了鎳鐵平板線在不同磁區結構下所量測到的磁電阻特性曲線，觀察磁電阻變化，將其分類為多磁區與單磁區結構。接著，我們利用 Aharoni model 分析不同線寬之樣品其內磁矩翻轉的形式，並推論與其長寬比的關係。由我們的實驗結果證明 permalloy wire 磁電傳輸中最重要影響因素即是異向性磁阻(AMR)。

第二部份我們量測了不同線寬之樣品在不同位置下的磁區結構，發現樣品中間磁區與邊緣磁區會有明顯的差異：邊緣磁區在翻轉的過程中相對於中間磁區有較多的磁矩偏離長軸方向。當樣品線寬為 $0.2\mu\text{m}$ 時，距邊緣 $0.5\mu\text{m}$ 至中間區域都仍為單磁區結構；而在樣品線寬稍大，在 $0.45\mu\text{m} < w < 0.85\mu\text{m}$ 之間時，中間磁區仍為單磁區，但邊緣磁區在翻轉的過程中卻有疑似磁壁(domain wall)的出現；隨著樣品線寬愈來愈大，在線寬為 $1\mu\text{m}$ 、 $1.1\mu\text{m}$ 、 $1.5\mu\text{m}$ 的樣品中，中間磁區介於多磁區與單磁區之間，邊緣磁區卻已明顯開始出現類似多磁區的結構，而當樣品線寬到了 $1.9\mu\text{m}$ 及 $2.1\mu\text{m}$ 時，邊緣磁區就形成了完整的多磁區；線寬為 $4\mu\text{m}$ 及 $8.5\mu\text{m}$ 的樣品，中間磁區已是多磁區結構，而邊緣磁區雖早已形成多磁區結構，但由量測出的磁電阻特性曲線可知其內磁區結構比中間磁區來得複雜許多。

接著，我們量測各樣品在不同區域的 LMR 曲線，得知 AMR effect 在磁區 switching 時的空間分佈，當 AMR effect 的值愈大時，即表示偏離長軸的磁矩數量愈多。在樣品線寬小於 $1.1\mu\text{m}$ 時，只有在距邊緣 $1\mu\text{m}$ 的磁區於瞬間翻轉場時有明顯的 AMR effect，但當樣品線寬愈來愈大時，邊緣區在瞬間翻轉場時的 AMR effect 不僅隨著增加，靠近中間磁區的 AMR effect 也開始逐漸變大，最後，當樣

品線寬為 $8.5\mu\text{m}$ 時，由於全區皆已形成多磁區結構，其不同區域內瞬間翻轉場時的 AMR effect 已無明顯差別。

我們分析實驗的結果，探討其造成的原因。利用 AMR 關係式與 SW model 分析各樣品的形狀異向性能，當樣品線寬愈小時，其長寬比愈大，形狀異向性能也愈大，克服了邊緣效應產生的靜磁能使得樣品內所有的磁矩仍幾乎平行長軸方向，因此線寬小於 $1.1\mu\text{m}$ 以下的樣品仍只有在靠近邊緣處才有明顯偏離長軸方向的磁矩出現；但樣品線寬愈大時，形狀異向性能減弱，樣品邊緣處產生的靜磁能影響變大，造成邊緣區域漸漸開始形成多磁區，直到全區皆成爲多磁區結構爲止。

5-2 進一步探討

我們已量測了不同線寬之樣品其中間磁區與邊緣磁區在不同外加磁場方向下的 MR 特性曲線及各區域在 LMR 下 AMR effect 在磁區 switching 時的空間分佈，實際上，由實驗結果，我們僅能知道各個樣品靠近邊緣的磁區的確存在著與中間磁區不同的翻轉形式，尤其樣品線寬小於 $0.85\mu\text{m}$ 時，只有邊緣區在瞬間翻轉場時才明顯出現 AMR effect，但我們卻無法得知究竟在何處開始即出現明顯不同於中間磁區的變化。我們除了中間區域與邊緣區域外，其他區域只量測 LMR 與 TMR，而實際上當外加磁場在不同角度下，磁矩翻轉形式可能會有差異，可能在大角度的磁矩翻轉會出現小角度所沒有的磁壁結構，因此我們可以量測各樣品各區域在不同外加磁場方向下的磁電阻變化，觀察中間與邊緣之間的區域，是否會出現介於此兩區的磁區結構，如此一來，我們能更清楚知道樣品其中間至邊緣磁區變化的過程。

由於本實驗所用的磁性材料是 permalloy($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$)，其晶格異向性幾乎爲零，我們之後可以選擇 Ni 或 Co 等晶格異向性較大的磁性材料研究其鐵磁平板線之磁區結構變化，亦或是設計其他的形狀分析與平板線間的差異，以上皆是我們能進一步探討的研究。

參考文獻

- [1] M.N. Baibich, *Phys. Rev. Lett.* 61, 2472 (1988).
- [2] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Oxford University Press, Oxford, 2000.
- [3] Charles Kittel, *Rev. Mod. Phys.* 21, 541 (1949).
- [4] A. -M. Nguyen, S. Cercelaru, G. Tremblay, J. -C. Perron, and P. Hesto, *Thin Solid Films* 275, 231 (1996).
- [5] Charles Kittel, *Introduction to solid state physics*, John Wiley & Sons, New Jersey, 2005.
- [6] J. K. Ha, R. Hertel, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* 67, 224432 (2003).
- [7] M. Heumann, T. Uhlig, and J. Zweck, *Phys. Rev. Lett.* 94, 077202 (2005).
- [8] C. A. F. Vaz, M. Kläui, L. J. Heyderman, C. David, F. Nolting, and J. A. C. Bland, *Phys. Rev. B* 72, 224426 (2005).
- [9] Xiaoxi Liu, John N. Chapman, Stephen McVitie, and Chris D. W. Wilkinson, *Appl. Phys. Lett.* 84, 4406 (2004).
- [10] Mathias Klaui and Carlos Ant'onio Fernandes Vaz, *Magnetization Configurations and Reversal in Small Magnetic Element*, Universität at Konstanz, Germany, 2007.
- [11] L. Sun, Y. Hao, C.-L. Chien, and P. C. Searson, *IBM J. Res. Dev.* 49, 79 (2005).
- [12] J. A. Osborn, *Phys. Rev.* 67, 351 (1945).
- [13] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* 63, 5879 (1988).
- [14] W. F. Brown, *Phys. Rev.* 105, 1479 (1957).
- [15] E. H. Frei, S. Shtrikman, and D. Treves, *Phys. Rev.* 106, 446 (1957).
- [16] R. D. McMichael and M. J. Donahue, *IEEE Trans. Magn.* 33, 4167 (1997).
- [17] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A* 240, 599 (1948).

- [18] C. Tannous and J. Gieraltowski, *Eur. J. Phys.* 29, 475 (2008).
- [19] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* 82, 1281 (1997).
- [20] S. Goolaup, N. Singh, A. O. Adeyeye, V. Ng, and M. B.A. Jalil, *Eur. Phys. J. B* 44, 259 (2005).
- [21] J-E. Wegrowe, D. Kelly, A. Franck, S. E. Gilbert, and J.-Ph. Ansermet, *Phys. Rev. Lett.* 82, 3681 (1999).
- [22] G. Dumpich, T. P. Krome, and B. Hausmanns, *J. Magn. Magn. Mater.* 248, 241 (2002).
- [23] A.O. Adeyeye, G. Lauhoff, J. A. C. Bland, C. Daboo, D. G. Hasko, and H. Ahmed, *Appl. Phys. Lett.* 70, 1046 (1997).
- [24] M BEDIR, Ö F BAKKALOĞLU, İ H KARAHAN, and M ÖZTAŞ, *Pramana – J. Phys.* 66, 1093 (2006).
- [25] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, Van Nostrand, Princeton, NJ, 1951.
- [26] J. Jorritsma and J. A. Mydosh, *J. Appl. Phys.* 84, 901 (1998).
- [27] J. Meier, B. Doudin, and J.-Ph. Ansermet, *J. Appl. Phys.* 79, 6010 (1996).
- [28] R. Ferré, K. Ounadjela, J. M. George, L. Piraux, and S. Dubois, *Phys. Rev. B* 56, 14066 (1997).
- [29] W. Casey Uhlig and Jing Shi, *Appl. Phys. Lett.* 84, 759 (2004).
- [30] T. Y. Chung, *Magnetization Reversal and Magneto-transport in Patterned Ferromagnetic Systems*, Ph. D. thesis, National Chiao Tung University, Taiwan, 2009.
- [31] K.-W. Moon, J.-C. Lee, M.-H. Jung, K.-H. Shin, and S.-B. Choe, *IEEE Trans. Magn.* 45, 2485 (2009).