

# 3d 過渡金屬超薄膜及其合金之磁性

郭建成、林敏聰\*

國立台灣大學物理系

磁性超薄膜中的磁性，像是磁異向性，居禮溫度，以及自旋轉向轉變等特性，對於薄膜的生長條件、厚度以及在合金中的成分比例等參數都很敏感。我們利用超高真空腔對這些效應做了一系列詳細而且有系統的研究。在這些研究中，我們發現薄膜的居禮溫度對其表面的形貌非常地敏感。此外，我們在對鈷鎳合金的研究中發現由合金成分改變所導致的自旋轉向相變。在一連串的分析中顯示，鈷鎳合金中鈷的成分對此合金的自旋轉向相變有很大的影響。這些磁性行為的演變可以歸因為晶格結構或形貌的變化，以及這些合金中 3d 電子對磁異向性的影響。

## 一、簡介

磁學原理與磁性材料的應用，在現在科技的進步中，扮演著關鍵性的角色。從電腦中硬軟碟、磁性偵測器的發展，到最近很熱門的磁性記憶體 MRAM，都在整個推動科技進步的過程中，佔有舉足輕重的地位。在最近這幾年來，隨著技術的進步與需要，磁性超薄膜 (magnetic ultrathin film) 的相關性質，已經引起廣泛地注意與研究。這主要是由於在這樣的系統之中，因為維度縮減與對稱破壞的緣故，使得原本良好的對稱性受到相當大的影響，其晶格結構與磁性都與在塊材 (bulk) 中、甚至於一般的薄膜中都不相同。舉個例子來說，在很多磁性超薄膜中，會發生所謂的自旋轉向的轉變 (Spin-Reorientation Transition, SRT)，這是與一般塊材中的性質大不相同的。我們將在下面做更進一步的討論。此外，對於鐵、鈷、鎳三種所謂的 3d 過

渡金屬來說，其磁性的產生主要是由於這三種金屬中的 3d 電子能帶分裂、造成兩種自旋的電子數目不同所致。而 3d 電子能帶由於分佈在金屬原子的外圍，所以特別容易受到周圍環境的影響。在超薄膜金屬中，如前所述，其晶格結構不同於塊材且對外界環境格外敏感，也因此而顯現出很豐富的現象。同時，由於一般薄膜的成長，都是將薄膜鍍在基座 (substrate) 上，如果薄膜在基座上，是以所謂磊晶 (epitaxy) 的方式成長的話，它一開始將會以和基座的晶格排列相同的方式成長。因此人們可以利用一個和薄膜的自然狀態下晶格常數不同的基座來製造一個在自然狀態下不存在的薄膜。以鐵為例，其自然狀態下為體心立方的結構，只有在很高溫的情況下它才可能形成面心立方的結構，但是在厚度沒有很厚的情況之下，它卻能以面心立方的結構長在銅的基座上。

此外，磁性超薄膜的磁性還和薄膜所處的環

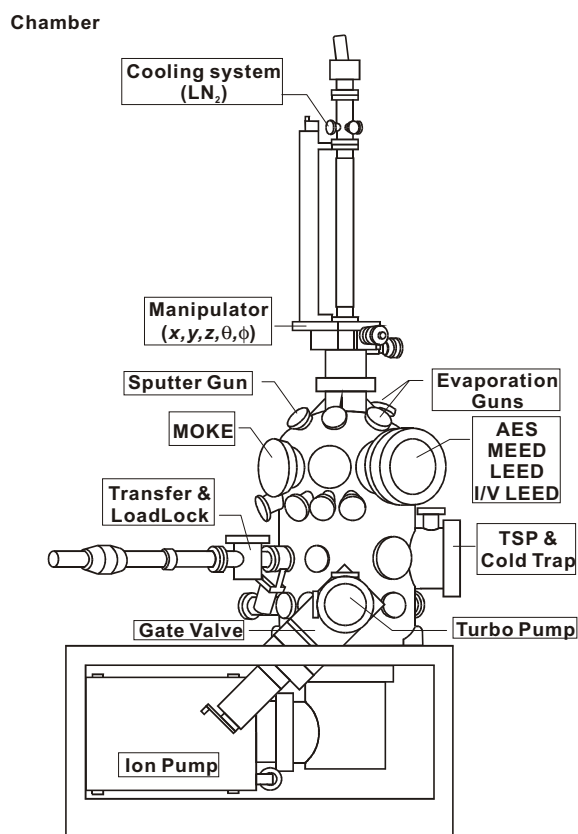
境，如成長溫度或鍍膜後的熱處理，有很大的關係。以 Fe/Cu(100) 的超薄膜來說，其磁性對於在室溫生長的薄膜就和在低溫生長的薄膜有很大的差異。同樣的，對於 Co/Cu(100) 的超薄膜，我們也發現不同的鍍膜溫度的薄膜，其居禮溫度呈現顯著地變化，高溫鍍之薄膜，其居禮溫度甚至只有低溫鍍之薄膜的一半。若對已鍍好的超薄膜進行熱處理 (annealing)，也會對薄膜的磁性產生很大的影響。當我們對 Co/Cu(100) 薄膜做熱處理後，發現對其居禮溫度的影響類似於改變鍍薄溫度，而且最後的居禮溫度也降到和在高溫鍍的薄膜一樣的大小。此外，對 Co/Pt(111) 的超薄膜進行熱處理後，我們發現其磁光效應卻大為提昇，甚至會大到處理前的三

倍【1】。可見對於超薄膜的系統，鍍膜後的熱處理不僅對其磁性有很大的影響，而且其影響也會隨著不同的系統而有所不同。

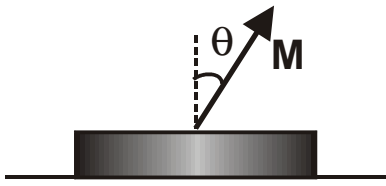
除了鐵、鈷、鎳單一元素的超薄膜之外，由這三種元素所組成的合金超薄膜，也是一個很有趣的課題。主要是如前所述，這三種元素的電子組態非常地接近，只差一個外圍的 3d 電子，而且我們可以令其生長在基座上以使整個合金能夠長成和基座相同的晶體結構，所以只要能準確而有效地控制合金的比例，將可以藉此來研究 3d 電子的數目改變對此類磁性超薄膜磁性的影響。我們發現對於  $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}(100)$  合金超薄膜來說，只要改變鈷的比例一點點，就會對其自旋轉向轉變的臨界厚度，產生極大的影響。甚至只要  $x$  大於 0.1 後，原本屬於鎳特有的自旋轉向轉變就觀察不到了。

要達到精準地控制超薄膜的條件並做細微地調整，同時能夠分析其磁性與晶體結構間之關聯性，就必須仰賴一個多用途的超高真空腔。圖一為我們在大台物理系表面磁學實驗室所建立起來的多用途超高真空腔，其中結合了鍍膜、結構分析與磁性量測等設備以使整個超薄膜從生長一直到量測完畢，都保持在相同的環境條件之下進行。

在這篇文章中，將簡單地介紹鐵、鈷、鎳這三種傳統的鐵磁性材料生長在銅 (100) 基座上的超薄膜之磁性。此外，我們將進一步地探討利用改變薄膜生長條件、鍍膜後的熱處理等條件來觀察這些條件的改變對磁性的影響。同時，也將討論如何應用精確調整合金比例的技術來研究合金比例和鈷鎳超薄膜的磁性之間的關連。



圖一、多功能超高真空腔。



圖二、磁化方向與薄膜表面之間夾角的示意圖。

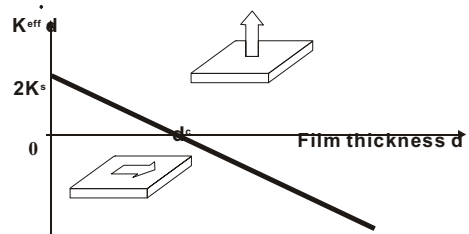
## 二、自旋轉向轉變

在磁性超薄膜中所謂的自旋轉向轉變，是指隨著磁性超薄膜成長條件的改變，例如隨著薄膜厚度的改變，而使得其自發的磁化方向產生改變。最著名的例子，就是鐵長在銅 (100) 面單晶上的超薄膜 [Fe/Cu(100)、Fe/Cu<sub>3</sub>Au(100)]【2-4】。對於一個在室溫生長的 Fe/Cu(100) 超薄膜來說，其磁化方向，一開始時，是垂直於薄膜平面的，這也是超薄膜特有的現象之一；然後隨著薄膜厚度的增加，大約在四個原子層(monolayer, ML) 的時候，垂直方向的磁性會變小，但是並沒有消失；這樣的趨勢，會一直持續到大約十一個原子層左右，此時磁化方向會由原先的垂直平面的方向轉為平行於平面的方向。此一奇特的現象，是在一般塊材中觀察不到的。欲了解此一轉變，可從了解磁性材料特有的磁異向能著手。

在磁性材料中所謂的磁異向能 (Magnetic Anisotropy Energy, MAE)，是指磁化方向沿著不同的空間軸排列所導致的能量差，也就是說，磁化在有一個比較喜好的方向軸，此軸稱為磁易軸。對於磁性超薄膜來說，磁異向能指的通常是垂直於平面方向與平行於平面方向的能量差異。定性上我們可以將磁異向能表示為

$$E_{\text{MAE}} = K_{\text{eff}} \sin^2 \theta = (K_v + 2K_s/d) \sin^2 \theta, \quad (1)$$

其中  $E_{\text{MAE}}$  為每單位體積的磁異向能， $K_{\text{eff}}$  為有效磁異向常數，它可以粗略地分為體積項  $K_v$  與表面項  $K_s$ ，而  $\theta$  為薄膜磁化方向與表面法線方向之間的夾角，如圖二所示。磁異向能為最小值的方向即為磁易軸的方向。可以看出，當  $K_{\text{eff}}$  大於零時，磁異軸的方向是在垂直於薄膜表面的方向；而  $K_{\text{eff}}$  小於零時，則在平行於薄膜表面的方向。在  $K_{\text{eff}}$  變號時，則會產生自旋轉向的轉變。式 (1) 提供了一個對於實驗上觀察到的自旋轉向行為簡單而且清楚的描述。由於磁偶交互作用的關係， $K_v$  是負的，若  $K_s$  是正的，則很容易可以看出在薄膜厚度很小時  $K_{\text{eff}}$  小於零，也就是說磁化方向是垂直於薄膜表面的，而隨著薄膜厚度的改變， $K_{\text{eff}}$  愈來愈小，最後變成負的，也就是磁化方向轉為平行於薄膜表面，如圖三所示。



圖三、每單位面積的有效磁異向常數隨薄膜厚度變化的示意圖。

對於鐵、鈷、鎳這三種磁性過渡金屬來說，以銅作為基座是一個不錯的選擇，主要是因為銅在周期表上與這三種元素相鄰，電子結構不致相差太多，晶格結構也很接近，而且又沒有磁性。因此這三種金屬長在銅上的磁性也特別引起廣泛的注意與研究。以下就針對鐵、鈷、鎳這三種磁性材料生長在銅 (100) 基座上的性質做一些比較。

### (I) Fe/Cu(100)

在最近這幾年來，Fe/Cu(100) 超薄膜算是一個現象豐富且被廣泛研究的材料之一。其磁性與薄膜厚度、生長溫度，甚至於附著於薄膜表面的氣體都有很密切的關係。對於鍍在銅基座上呈現面心立方的鐵薄膜，隨著晶格常數細微的變化，其磁性可由原先的鐵磁性變為反鐵磁性【3】。而銅基座的晶格常數，恰巧介於面心立方鐵的鐵磁性與反鐵磁性的晶格常數之間，因此整個系統的磁性呈現出豐富的變化，而且對一些生長的條件如鍍膜溫度及薄膜厚度等都非常地敏感。

隨著鍍膜溫度的不同，Fe/Cu(100) 超薄膜的磁性也表現出不同的厚度依賴性【3】。對於室溫生長的薄膜來說，在厚度小於四個原子層時其磁性是垂直平面方向磁化的鐵磁性。此時的晶體結構為垂直於平面的軸有些拉長的面心長方 (Face Centered Tetragonal, fct)。但是在厚度大於四個原子層之後，除了最上面一層仍為鐵磁性外，其餘的原子都轉變為反鐵磁性，雖然磁化方向仍為垂直平面的方向，但是其磁化強度已大為減小。而此時的晶體結構也出現了變化，而且和磁性有很密切的關聯，除了最

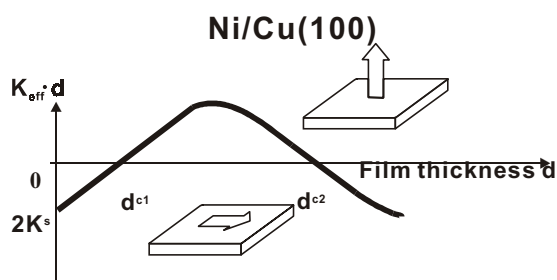
上面一層仍為原先的面心長方之外，其餘原子的晶體結構都轉變為面心立方。因此，我們可以了解這個系統的磁性與其晶體結構之間的關係。而這個反鐵磁層的存在一直延續到約十一個原子層左右才消失，同時磁化方向也由原先的垂直於平面轉為平行於平面的方向。其伴隨而來的晶體結構則是由面心立方轉為體心立方。然而對於在低溫生長的薄膜來說，結果則有顯著的差異。低溫生長的薄膜，並沒有發現有反鐵磁層的存在，同時也沒有面心立方的晶體結構。整個系統的磁化方向，是由垂直的鐵磁性，在大約五個原子層的時後，直接轉變為平行於平面的方向。同樣的晶體結構也提早在五個原子層時由面心長方轉為體心立方。早期人們並不了解這個系統磁性和晶體結構之間的關聯及對成長條件如此的敏感。因此往往做出了不同的結果，也常常為了誰的結果才正確而爭論不休。直到這一系列的磁性與晶體結構之間關聯性的結果發表後，大家才有了較為一致的看法。也才對這個奇特的系統有了較為全面的了解。

### (II) Co/Cu(100)

和 Fe/Cu(100) 豐富的磁性變化比起來，Co/Cu(100) 就顯得比較單調。這主要是因為這個系統的  $K_s$  項為負的，再加上負的  $K_v$ ，使得  $K_{\text{eff}}$  一直都是負而沒有變號，使得磁性一直保持在平行於薄膜平面方向【5】。

### (III) Ni/Cu(100)

三種鐵磁性過渡金屬的超薄膜中，Ni/Cu(100) 的磁性算是最為特殊的【6,7】。在薄膜厚度很薄時，和其他薄膜不同的，Ni/Cu(100) 呈現出來的磁化方向是平行於薄膜平面的。隨著厚度的增加，約在七個原子層左右，其磁化方向會從平行薄膜平面的方



圖四、在 Ni/Cu(100) 系統中每單位面積的有效磁異向常數隨薄膜厚度變化的示意圖。

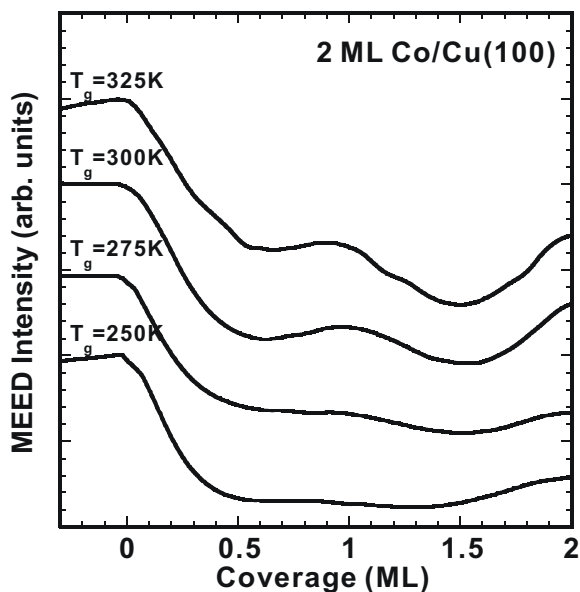
向轉為垂直薄膜平面的方向。而在厚度增加到三十幾層到五十幾層時，磁化方向又會從垂直平面的方向轉回平行平面的方向。

在自然狀態之下，其晶體結構為面心立方，因此它成長在銅基座上的晶體結構並不會產生太大的變化。不過其晶格常數和銅之間有 2.5% 的差異，因此當鎳生長在銅基座上時，會有不小的變形 (strain) 產生。所以由於變形所導致的磁彈異向常數 (magnetoelastic anisotropy) 在這個系統中扮演了很重要的角色。在 Ni/Cu(100) 薄膜中磁彈異向常數的貢獻為正的，而且是在體積項  $K_v$  之中。由於這個由變形所導致的異向能大到足以克服由於磁偶交互作用所產生的異向能，而使得整個  $K_v$  項反而變為正的也就是圖三中的斜率變為正的。再加上其表面項  $K_s$  為負的，也就是圖三中與  $y$  軸的截距是負的，因此就如圖四所示。在有效異向常數變號時，它是由負變為正的，也就是磁化方向是由平行薄膜平面轉為垂直於薄膜平面的。這樣的趨勢會持續一段厚度範圍，由於變形太大而使得薄膜的生長無法維持很好的磊晶成長，以產生缺陷等方式來釋放其變形，因此由於大的變形所產生的磁彈異向能就會開始減弱，以致於  $K_{eff}$  發生第二次的變號，如圖四所示。

由以上的介紹可以看出，在鐵、鈷、鎳這三個外層電子只差一的元素中，其超薄膜的特性是迥然不同的。在對這三種超薄膜的特性有了基本的了解後，我們將用其來進行下列一連串的研究。

### 三、薄膜生長條件對磁性超薄膜的影響

薄膜的生長條件，如成長溫度等，對超薄膜的磁性有很大的影響。例如 Fe/Cu(100) 的系統，在



圖五、二個原子層的 Co/Cu(100) 在不同生長溫度下的中能量電子繞射圖。

室溫生長的薄膜，其自旋轉向轉變的厚度與反鐵磁層的出現，就與在低溫生長的薄膜，有著很大的不同。同樣的現象，也出現在 Ni/Cu(100) 的系統上，低溫生長的薄膜其自旋轉向轉變的厚度，就比在室溫生長的薄膜少一個原子層。雖然在 Co/Cu(100) 的系統中，並沒有觀察到自旋轉向的轉變，不過它卻可以提供我們來觀察另一個令人感興趣的現象，一個由鐵磁性轉變到順磁性的相變，也就是所謂的居禮溫度 (Curie temperature,  $T_C$ )。因為利用這樣的材料可以避免掉發生自旋轉向的轉變而難以判斷居禮溫度的不確定性。

在自然狀態下，鈷是呈現六角最密堆積 (Hexagonal Close Packed, hcp) 結構。只有在溫度大於 750 K 時，才可能出現面心立方的結構。但是鈷卻可以在銅面心立方的基座上生長的非常好。除了開始的第一層先以島狀成長外，幾乎可以長成很好的逐層堆疊成長模式 (layer-by-layer growth

mode)。我們在鍍膜時藉由中能量電子繞射 (Medium Energy Electron Diffraction, MEED) 的即時監控，可以觀察到此一現象，同時藉由精準控制鍍膜速率的相輔相成，可以使得鍍好的薄膜之厚度可以控制在 0.05 個原子層之內。這麼精準地控制薄膜厚度是有必要的，因為在磁性超薄膜中會產生有效大小調整效應 (finite size scaling effect)，對 Co/Cu(100) 超薄膜來說，其居禮溫度會由 3 ML 的 580 K 到 1.5 ML 的 120 K，相當於每 0.05 個原子層變化 15 K，其變化之劇，使得能不能精準地控制薄膜厚度，成為整個實驗的關鍵。

在不同溫度所鍍的膜，其成長的模式有明顯地差異，如**錯誤！找不到參照來源。**所示。愈低溫生長的薄膜，其因逐層成長所造成的週期振盪就愈不明顯，因而其薄膜的表面形貌 (morphology) 也就愈粗糙。在磁性的量測中，我們使用磁光科爾效應 (Magneto-Optical Kerr Effect, MOKE) 來測量磁滯曲線，再利用磁滯曲線在零磁場時的殘磁 (remanence,  $M_r$ ) 隨著不同量測溫度的曲線來判斷超薄膜的居禮溫度。由薄膜的居禮溫度和成長溫度的關係圖可以看出，在生長溫度低於 250 K 時，薄膜的居禮溫度並沒有太大的變化，大約在 340 K 附近，如圖六所示。可是當生長溫度大於 275 K 後，薄膜的居禮溫度開始有顯著的變化，且急速地下降，當生長溫度為 340 K 時，薄膜的居禮溫度已經降到 170 K，為低溫生長薄膜的一半，可見得薄膜的居禮溫度和其生長溫度之間有很大的關聯。

同時，由圖六的插圖可以看出，在 225 K 鍍的薄膜不論是殘磁或是矯頑磁場 (coercive field,  $H_c$ ) 都比在 325 K 鍍的薄膜大，而大致上它們分別正比於薄膜的磁矩和異向能。事實上，對於不同薄膜的

居禮溫度  $T_{C,1}$  和  $T_{C,2}$  之間的關係我們可以由簡單的理論【8】和觀察到的現象寫下如下的式子

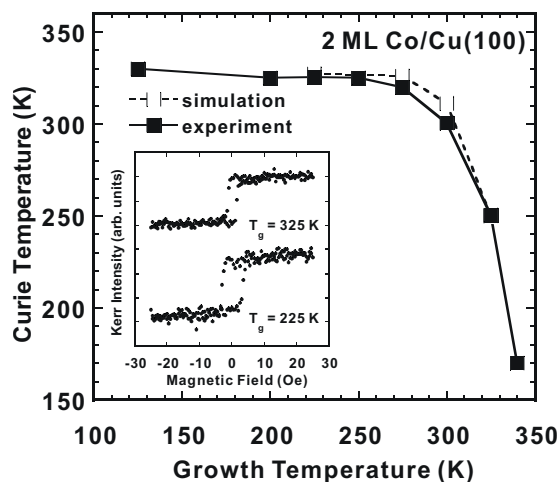
$$\frac{T_{C,1}}{T_{C,2}} = \frac{M_1^2 \ln(\pi^2 J / K_2)}{M_2^2 \ln(\pi^2 J / K_1)}, \quad (2)$$

其中  $M_1$  和  $M_2$  為薄膜的磁矩， $K_1$  和  $K_2$  為異向常數，而  $J$  為海森堡模型中的耦合常數。根據這個式子，我們可以利用不同鍍膜溫度的超薄膜之磁滯曲線所得的殘磁和矯頑磁場來模擬其居禮溫度，結果如圖六所示。很顯然地，其結果和實驗所得到的值非常地接近，說明了這個式子相當地符合我們的實驗結果。

影響超薄膜居禮溫度的原因，主要有薄膜的厚度、晶體結構如晶格的變形與變形的釋放等、化學結構如薄膜與基座在界面上的相互擴散 (interdiffusion) 和薄膜表面的形貌等。厚度的影響已如前述地因準確控制薄膜的厚度而被排除。藉由歐傑電子能譜 (Auger Electron Spectroscopy, AES) 的分析發現鈷和銅的訊號比一直都沒有明顯地變化，因此並不必要考慮因薄膜與基座相互擴散而影響居禮溫度的變化。此外，利用低能量電子繞射能譜 (Low Energy Electron Diffraction, LEED)，可以得到超薄膜表面的晶體結構，再藉由其亮點隨著能量變化的強度改變，也就是所謂的 I/V-LEED，量得超薄膜原子層之間的距離，可以準確到約 0.02 Å。由這些分析得知整個晶體結構並沒有顯著地改變，也因此我們也可以排除晶體結構對薄膜居禮溫度的影響。

如前所述，低溫生長的薄膜其形貌比高溫生長的薄膜來得粗糙，因此我們可以將 Co/Cu(100) 超薄膜的居禮溫度變化歸因於薄膜的表面形貌的改變。更明確地說，表面形貌愈粗糙的薄膜，因為形





圖六、二個原子層的 Co/Cu(100) 超薄膜其居禮溫度和生長溫度下的關係圖。左下角的插圖為成長溫度分別在 325 K 和 225 K 下鍍的薄膜於 200 K 時的磁滯曲線。

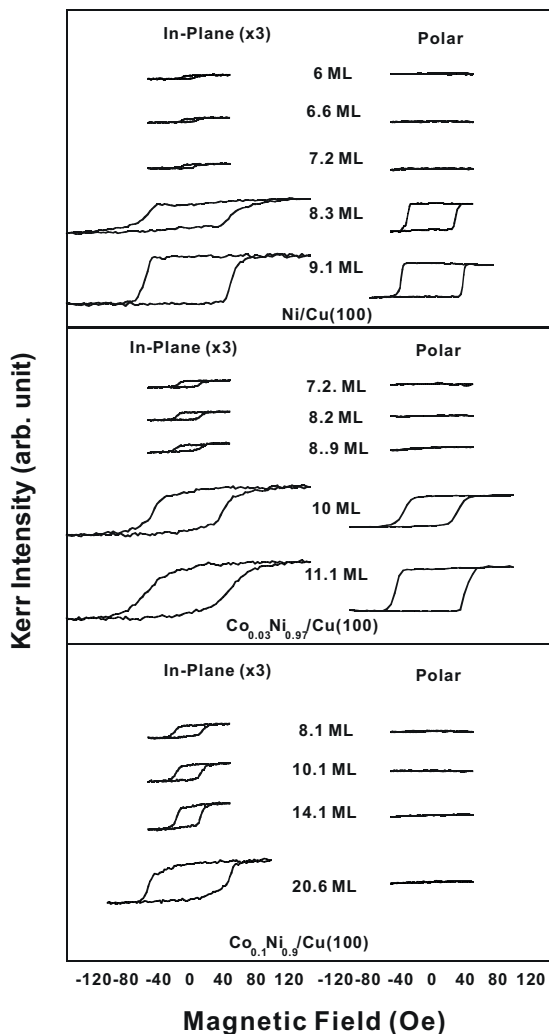
成許多島狀的結構，其表面原子和整個薄膜原子的比例就愈大。之前的研究顯示在島狀結構邊緣的鈷原子由於相鄰原子減少的關係使得其磁矩呈現出增強的趨勢，這和我們的實驗結果是一致的。此外，先前的研究也發現在 Co/Cu(100) 的系統有由表面形貌所引起的磁異向常數週期性的振盪【9】。由於逐層成長所造成的薄膜表面形貌在完全填滿與未完全填滿之間產生週期性地改變也會引起磁異向常數週期性地變化，也佐證了我們所觀察到的現象。

#### 四、超薄膜合金的磁性

如前所述，除了單一元素的超薄膜之外，由這些元素所組成的合金超薄膜，也是一個十分有趣的

系統。一般磁性超薄膜的製造，只能藉由選擇不同的材料及不同的基座，來研究晶格結構或變形的改變和磁性之間的關連。而這樣的選擇是非連續的。我們可以藉由合金薄膜的製造，連續地調整合金成份的比例，如此可在統計上連續地調整合金的晶體結構以及因鍍在基座上而產生的變形大小。舉例來說，對  $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}(100)$  系統而言，改變鈷的成分比例  $x$ ，因為鈷和鎳的有效異向常數之體積項的貢獻恰好相反，所以意謂著改變整個合金超薄膜  $K_v$  的大小；同時對鎳而言，其  $K_v$  是因為鎳鍍在銅基座上的變形所導致，而鈷鍍在銅基座上的變形並沒有那麼大，所以也會使得整個系統的  $K_v$  值有所變化。且 Ni/Cu(100) 有很奇特的自旋轉向轉變的現象而 Co/Cu(100) 系統卻沒有發現，因此改變鈷鎳合金超薄膜的成分比例來觀察其變化，是一個可預期的方向。在之前的研究中顯示在鈷的比例  $x$  大於 0.1 時，一直到薄膜厚度長到二十個原子層都沒有發現自旋轉向的轉變，但這並不表示我們原本的預期是錯的。但是若要進行相關的實驗，能更精準地控制合金的比例變得相對地重要，而這也是實驗的關鍵，因其若有自旋轉向轉變的話，也將對合金的成分比例相當地敏感。所幸我們例用歐傑電子能譜和準確控制鍍膜速率的輔助，可以使得合金超薄膜的成分比例可以控制在  $x$  的誤差範圍在 0.005 之內，因而能夠有效地操縱合金的成分，並進而細微合金比例變化對磁性的影響等相關的研究。

圖七為隨著不同的合金比例以及不同的厚度所量得的磁滯曲線。對純鎳的超薄膜而言，在厚度不大於 7.2 個原子層時，其磁滯曲線為平行於薄膜表面方向的。而在厚度大於八個原子層後發生了自旋轉向轉變，垂直平面方向的磁滯曲線開始出現，呈現兩個方向的磁滯曲線同時存在的情形。這主要是由於在 Ni/Cu(100) 的系統中有一個較大的高階項磁異向常數所致。當鈷的比例開始增加後，超薄膜



圖七、不同合金成分比例的合金超薄膜在不同厚度時的磁滯曲線。測量溫度為 110 K。

產生自旋轉向轉變的厚度就產生明顯地變化。在鈷的成分  $x$  為 0.03 時，其自旋轉向轉變的臨界厚度就增加為將近十個原子層，而在鈷的成分增加到 0.1 時，一直到大約二十一層為止都沒有觀察到自旋轉向的轉變。可見得自旋轉向轉變的臨界厚度對合金超薄膜的成分比例是非常地敏感的。

對於一系列的合金薄膜，針對其磁易軸的方向，可以做成一相圖，如圖八所示。可以看出發生自旋轉向轉變的臨界厚度隨著鈷的成分比例產生劇烈地變化，由純鎳到  $x = 0.08$  的鈷鎳合金超薄膜，其臨界厚度由七個原子層增加到十七層左右。同時這個相圖也顯示了與之前的研究相符的結果，在  $x$  大於 0.1 後，幾乎觀察不到此一轉變。

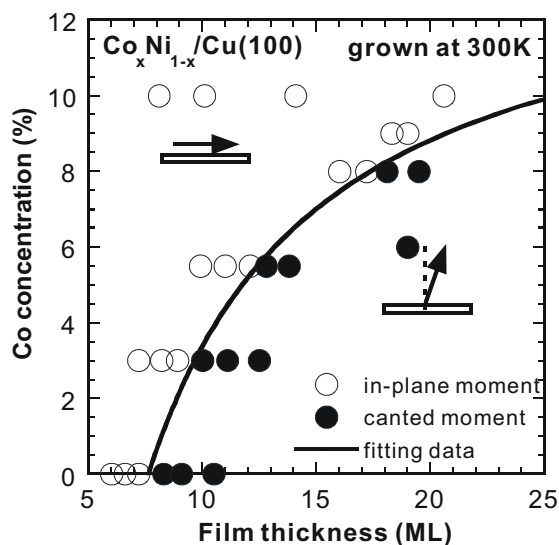
對於臨界厚度如此劇烈地變化，我們可以用一現象學的式子來描述。假設在成分比例變化不大的情況下，合金超薄膜的有效磁異向常數的表面項和體積項是隨著鈷和鎳的成分比呈線性變化，則臨界厚度可表為【10】

$$d_c = \frac{-2[xK_s^{\text{Co}} + (1-x)K_s^{\text{Ni}}]}{[xK_v^{\text{Co}} + (1-x)K_v^{\text{Ni}}] - 2\pi[xM^{\text{Co}} + (1-x)M^{\text{Ni}}]^2}, \quad (3)$$

其中  $d_c$  為發生自旋轉向的臨界厚度。令人驚訝的是，這個式中和我們量得的實驗結果非常地吻合，由式 (3) 所描述的曲線恰好落在圖八中兩個不同的相之交界上。

在一系列的實驗中，不論是合金薄膜的生長模式及晶體結構等，都沒有太大的變化，因此原先預期會產生隨著合金成分不同而導致的變形變化並不明顯，因此由變形所引起的磁彈異向常數的變化也就很小。最近的理論計算顯示介於鈷與鎳之間的薄膜在鈷的成分較少時，隨著  $3d$  電子數目的變化其磁致伸縮係數會有劇烈地變化【11】。而磁彈異向常





圖八、針對不同成分的鈷所形成的鈷鎳合金超薄膜之磁易軸所構成的相圖。

數，除了和磁性薄膜的變形成正比之外，還和薄膜的磁致伸縮係數有關，因此雖然變形沒有明顯地改變，但磁致伸縮係數的改變依然會使得磁彈異向常數顯著地變化，導致自旋轉向轉變的臨界厚度對合金成分的細微差異如此地敏感。

## 五、總結

由這一連串的研究可以看出，利用精準地鍍膜技術，我們可以探討超薄膜的生長條件，如成長溫度及合金比例等，和其磁性如居禮溫度與自旋轉向轉變之間的關聯。結果也顯示這些條件確實對超薄膜的磁性產生顯而易見的影響。對  $\text{Co}/\text{Cu}(100)$  系統而言，影響其居禮溫度的實驗變因，除了薄膜的厚度外，薄膜成長時的溫度也是一個關鍵的變因。而合金成分比例的些微變化也明顯地對  $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{Cu}(100)$  合金超薄膜的自旋轉向轉變有很強烈的影響。從這些例子知道，要研究這種低維度

的磁性超薄膜系統，同時結合鍍膜技術、結構分析工具與磁性量測設備的多功能實驗裝置是不可或缺的。

作者感謝研究生林文欽與邱志郎對於本文部分實驗的工作的貢獻與國科會的資助。

## 參考文獻

- [1] M.-T. Lin, C. C. Kuo, H. Y. Her, Y. E. Wu, J. S. Tsay, and C. S. Shern, J. Vac. Sci. Technol. **A 17**, 3045 (1999)
- [2] D. P. Pappas, C. R. Brundle, and H. Hopster, Phys. Rev. **B 45**, 8169 (1992).
- [3] S. Müller, P. Bayer, C. Reischl, K. Heinz, B. Feldmann, H. Zillgen, and M. Wuttig, Phys. Rev. Lett. **74**, 765 (1995).
- [4] M.-T. Lin, J. Shen, W. Kuch, H. Jenniches, M. Klaua, C. M. Schneider, and J. Kirschner, Phys. Rev. **B 55**, 5886 (1997).
- [5] C. M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J. J. d. Miguel, and R. Miranda, Phys. Rev. Lett. **64**, 1059 (1990).
- [6] B. Schulz and K. Baberschke, Phys. Rev. **B 50**, 13 467 (1994).
- [7] G. Bochi, C. A. Ballentine, H. E. Inglefield, c. V. Thompson, and R. C. O'Handley, Phys. Rev. **B 52**, 7311 (1995).
- [8] R. P. Erickson and D. L. Mills, Phys. Rev. **B 43**, 11527 (1991)
- [9] W. Weber, C. H. Back, A. Bischof, C. Würsch, and R. Allenspach, Phys. Rev. Lett. **76**, 1940 (1996).
- [10] M.-T. Lin, W. C. Lin, C. C. Kuo, and C. L. Chiu, Phys. Rev. **B 62** (2000).
- [11] P. James, O. Eriksson, O. Hjortstam, B. Johansson, and L. Nordström, Appl. Phys. Lett. **76**, 915 (2000).