

磁性微結構中自旋磁化組態及其動態過程

文/衛榮漢、賴梅鳳、張慶瑞

由於奈米製作技術及各種時間與空間的超精密量測技術的不斷進步，再加上近年來自旋電子學的興起，使得磁性微結構中自旋磁化組態及其動態過程的研究成為一項熱門的課題。本文首先將介紹磁性微結構中的各種自旋磁化的穩定結構，繼之描述研究磁性微結構動態過程的理論與實驗方法，最後將提及此領域的一些最新研究進展。

一、前言

由於微影技術及各種奈米製作技術的發展，磁性微結構的自旋磁化組態及其動態過程的研究是近來十分熱門且進展迅速的一個領域。另外，由於超快光學技術的進展，也使得我們開始得以觀察在奈秒 (nanosecond) 以至於飛秒 (femtosecond) 時間尺度下，自旋磁化的動態過程。而更由於計算機能力的進展，使得我們目前甚至可以在一般的個人電腦上，利用自旋磁化的動力學方程來模擬整個動態過程的行為，來對於實驗結果有更深入的理解與洞察。

二、磁性微結構的穩定態

在了解整個自旋磁化的動態過程前，我們先介紹磁性微結構中的自旋磁化組態。自旋磁化組態事實上是一個非常複雜的問題，因為在同樣的條件下，同時可以存在許多能量大小不一的穩定態，而使得整個能量曲面，同時有許多的局部極小值存在。而在真實系統中，我們所能觀察到的狀態則決定於磁性微結構的大小，形狀，磁異向性，樣品邊緣的粗糙程度，以及先前的磁化歷史...等。但一般來說，磁性微結構在小尺寸時，由於交換交互作用力 (exchange interaction) 的主導，將一定範圍內的自旋磁化緊密地限制在同一方向上，因此呈現單磁區 (single domain) 或者是準均勻態 (quasiuniform state) 的情況，如圖一(a)。隨著薄膜的尺寸增加，單磁區不再是最穩定的狀態，多磁區的組態將可更有效的降低總能量，雖然磁壁 (domain wall) 的存在增加了些許的交換能，不過卻也因此而大幅度地降低了去磁能 (demagnetization energy)。圖

一(b)顯示了軟磁薄膜上最簡單的非均勻態，也就是單渦旋 (one-vortex) 的結構，在此結構中，除了中心的核心具有垂直膜面的磁化向量外，所有的磁化向量都平躺在薄膜平面上。圖一(c)則是顯示了較複雜的雙渦旋結構及而圖一(d)則顯示了三渦旋結構。

在各種影響磁化組態的因素中，我們以其中最重要的尺寸與形狀為例。圖二顯示了在 30nm 厚的橢圓軟磁薄膜，其單磁區態與單渦旋態的存在區間相圖。圖中準均勻態可以存在於從 x 軸到紅線的幅角範圍。而單渦旋態可以存在於從 y 軸到藍線的幅角範圍。單磁區邊界 (single domain boundary) 則標定出這兩種態的能量相等的界線。這個例子告訴我們，各種組態分別有其存在的區域，並且這些區域是可以交互重合的。

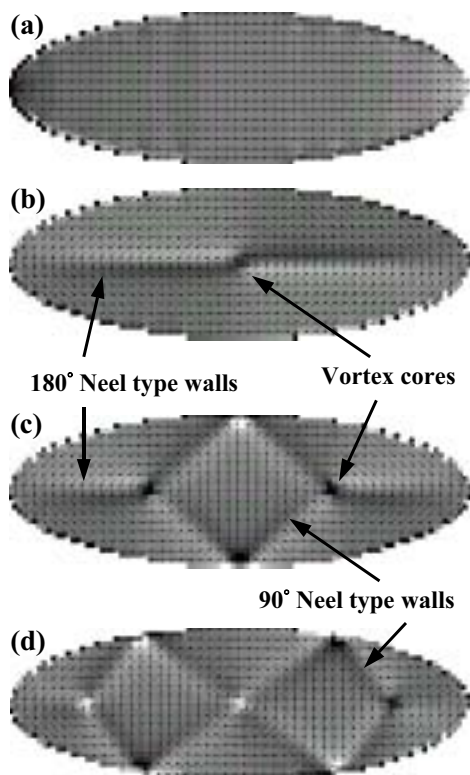
三、理論模擬中的相關能量與動力方程

對於磁性系統，理論上我們必須考慮幾種能量項：交換能(exchange energy)、異向能(anisotropy energy)、則曼能 (Zeeman energy)、靜磁能 (magnetostatic energy)...等。這些能量項所產生的有效場作用於自旋磁化向量，可以使得自旋磁化向量依循著自旋磁化的動力方程式運動。

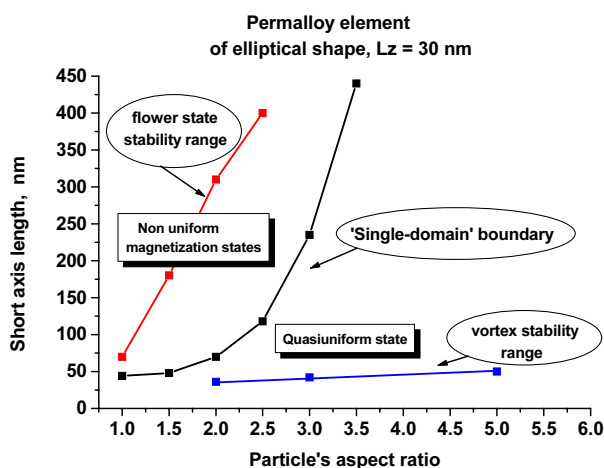
1. 交換能

我們假定在介觀尺度中磁化向量呈現連續性的變化。所以我們可以介觀的交換能來代替微觀的海森堡哈密爾頓量 (Heisenberg Hamiltonian):

$$E_{\text{ex}} = A \left[\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (1)$$



圖一、橢圓軟磁薄膜上典型的磁化組態 (a)準均勻態 (單磁區)，(b)單渦旋態，(c)雙渦旋態，(d)三渦旋態。所有橢圓薄膜的尺度皆為長軸 720 奈米，短軸 240 奈米，厚度 30 奈米。



圖二、橢圓軟磁薄膜上，準均勻態與單渦旋態存在範圍的相圖。

若是在計算中，我們採取等份分格的做法，則可以寫成

$$E_{\text{ex}}^i = -\frac{2A}{\Delta x^2} \mathbf{m}_i \cdot \sum_j^m \mathbf{m}_j \quad (2)$$

常數 A 為交換常數， Δx 為相鄰兩個模擬計算所用的立方體分格中心的距離， \mathbf{m}_i 為第 i 個立方體分格的磁化單位向量。(1)式為古典連續形式，其中 \mathbf{m} 為隨著空間連續變化的單位磁化向量。(2)式為真實模擬過程所會用到的等分形式，它是第 i 個立方體分格的磁化與附近最鄰近的所有磁化的餘弦和。

2. 異向能

磁性材料另一個重要的特性就是磁晶異向能 (magnetocrystalline anisotropy energy)，以單軸(uniaxial)磁晶異向能為例，其可以寫成以下的形式：

$$E_{\text{anis}}^i = K_1 \sin^2 \theta_i + K_2 \sin^4 \theta_i \quad (3)$$

K_1, K_2 為磁晶異向常數， θ_i 為第 i 個立方體分格的磁化與異向軸之間的夾角。與 K_1 相較， K_2 在大部分的情況中通常可以忽略不計。

3. 則曼能

當外加磁場存在時，磁矩在外場下的能量稱為則曼能，其形式如下：

$$E_{\text{ext}}^i = -\frac{1}{V} \int_V d^3 r' \mathbf{M}_i \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r}') \quad (4)$$

\mathbf{M}_i 為第 i 個立方體分格的磁化向量， \mathbf{H}_{ext} 為每個位置座標上的外加磁場。

4. 靜磁能

磁化體本身因表面磁荷(surface magnetic charge)或體磁荷(volume magnetic charge)的堆積所產生的磁場，作用於本身磁矩所造成的能量稱為靜磁能，又稱為去磁能(demagnetization energy)。靜磁能可以寫成以下的形式：

$$E_{\text{mag}}^i = -\frac{1}{V} \int_V d^3 r' \mathbf{M}_i \cdot \mathbf{H}_{\text{mag}}(\mathbf{r}') \quad (5)$$

另外隨著材料特性的不同，我們還可以加入其它的能量項，如磁致伸縮 (magneto-striction) 的能量

5. 自旋磁化的動力方程

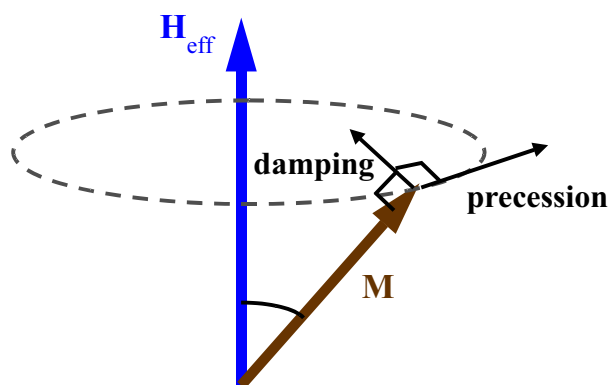
磁化體中的各個磁化向量與作用於其上的總磁場方向不一致時，磁化向量會呈現進動的行為，並且由於阻尼的效應，磁化向量會逐漸與作用其上的總有效場趨於一致方向，如圖三所示，其行為可以用朗道-李弗西茲-吉爾伯特(Landau-Lifshitz-Gilbert)方程來描述。

朗道-李弗西茲-吉爾伯特方程為以下的形式[1]:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma \left(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right) \quad (6)$$

其中， γ 為迴轉磁比率， α 為無單位的現象學阻尼參數。有效場 \mathbf{H}_{eff} 為總能量對磁化的負導數。 $-\gamma \left(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \right)$ 項代表磁化繞著有效場 \mathbf{H}_{eff} 的進動，此有效場提供了磁化向量旋轉所需要的力矩；

$\frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right)$ 項則描述了能量的耗散，方向是朝著有效場 \mathbf{H}_{eff} 的方向。此耗散項使得磁化向量逐漸朝著有效場 \mathbf{H}_{eff} 靠近，最終當系統達到平衡的時候，磁化會順著有效場 \mathbf{H}_{eff} 的方向。



圖三、自旋磁化向量受到作用於其上的有效場，呈現進動與阻尼效應。

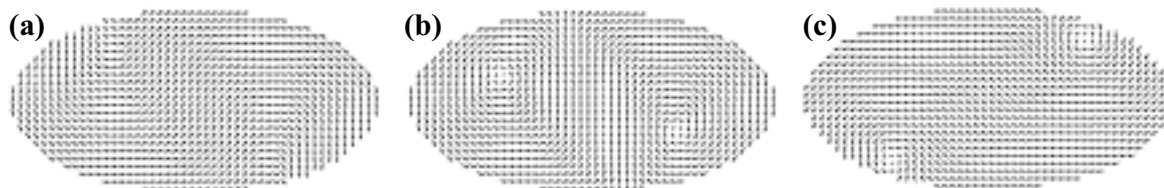
四、動態過程的模擬

為了模擬鐵磁物質的自旋磁化動態過程，我們必

須將樣品分成許多立方體分格，這些分格內部的磁化皆均勻地各自朝向某一個方向。分格的數目當然是愈多愈好，這樣得到的結果更接近真實狀況；但是，計算所須的時間往往與分格的數目成指數的增加，因此分格的數目必須同時考慮到電腦的計算能力與其代表的物理意義。一般來說，分格的邊長大小，大約須要小於此磁性材料的交換長度(exchange length)，這樣才足以保證在這些分格內部，磁化皆能夠在交換力影響下完全一致地朝向同一個方向。

模擬的方法為採取一系列的疊代方式，使得磁化向量最終調整成和其有效場同樣的方向。當系統達到穩定態的時候，模擬即終止。疊代的步驟如下：首先我們用初始的自旋組態來計算每個立方體分格的有效場，之後每個立方體分格的磁化再同時設定每次疊代的時間間距；在每次的時間間距內，磁化不僅會繞著有效場作微小的進動，磁化與有效場的夾角也會同時減小一些。

計算到最後，每個立方體分格的磁化就幾乎順著其有效場的方向，因此其後的疊代計算幾乎不改變磁化的方向。一般來說，任何接連兩次的疊代，若每一磁矩的角度變化皆小於十的負六，則通常可視為系統完成翻轉。圖四為一個橢圓軟磁薄膜的單磁區磁化翻轉的動態過程，原本的單磁區薄膜，所有的磁化向量皆向右（組態類似圖一(a)），若開始外加一個反向的磁場（向左），當磁場逐步增加到翻轉場(-750 Oe)瞬間，單磁區突然變成不穩定而依序變成(a)到(c)的組態，在此例子中，兩個小窩旋結構從邊緣進入磁性薄膜，並且穿越薄膜，最後(c)中的兩個小渦旋結構被排出薄膜，所有磁化向量順著外加場朝向左方，呈現單磁區的狀態，因而完成翻轉。整個過程大約花費1奈秒。



圖四 單磁區的磁化翻轉動態過程。圖中為軟磁薄膜，其長軸為 240 奈米，短軸為 120 奈米，厚度為 30 奈米。

五、動態過程的實驗觀察

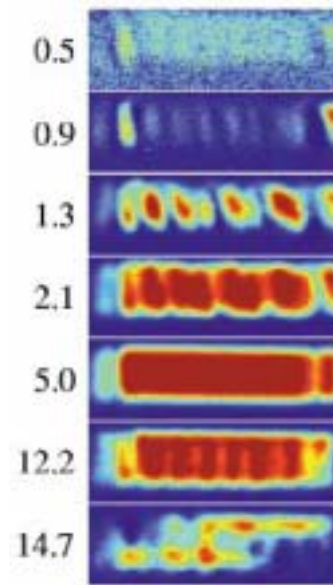
傳統的磁區影像量測技術只能觀察到弛豫時間 (relaxation time) 超過一秒的行為，對於快速的動態行為無法觀察。基本上，研究自旋磁化動態過程的實驗必須同時具備良好的空間解析度及時間解析度。現在通常所使用的為頻閃磁光顯微鏡 (stroboscopic magneto-optical microscopy) [2]。這種方式的時間解析度可以藉由條狀金屬線所產生的微微秒 (picosecond) 或奈秒 (nanosecond) 磁脈衝將飛秒雷射脈衝 (femtosecond laser pulses) 調整成與其同步而得到。影像的空間解析度通常可以達到0.5微米 (micron)。圖五顯示了以時間解析掃描克爾顯微鏡 (time-resolved scanning Kerr microscopy) 所拍攝下來的一連串磁化動態翻轉過程[3]。由圖中可以清楚看到，在翻轉過程中有許多磁區產生。另外，我們也可以藉由這種量測技術來研究磁性薄膜在磁化一致翻轉中的迴轉磁效應 (gyromagnetic effects) [4,5]。近來，在磁性系統中施以平行磁化易軸 (easy axis) 方向的磁脈衝，研究了橫向靜磁場對於翻轉所產生的效應[3]。橫向靜磁場的存在會劇烈地改變磁性系統的磁區結構，並且可以加速翻轉的過程。

此外，磁性薄膜的自旋磁化動態過程，也可經由在次奈秒的時間尺度下測量穿隧磁阻 (tunneling magnetoresistance) 來進行研究。已有研究人員藉此研究了不同外加磁場的脈衝強度與時間長短之下對於磁化翻轉時間的影響，並將其結果和微磁學模擬 (micromagnetic simulation) 所得到的行為交互比較印證[6]。為了將翻轉時間最小化，最近亦有研究指出，必須盡量減少磁場脈衝終止之後的磁化進動，而這可由調整磁場脈衝的強度與時間長短來達成 [7,8]。

六 結語

由於磁電子元件需要有快速反應的特性，因此研究其動態行為對於發展自旋電子元件來說更顯得迫切。對於次微米及奈米尺度的磁性薄膜，它們的自旋磁化動態行為的研究，仍然有相當大的空間。但是現

有的一些頻閃磁光顯微鏡技術即使加上近場光學的輔助，目前還是沒有辦法達到理想的解析度，足以觀察深次微米甚至是奈米尺度的行為。這是未來有待努力的目標。



圖五、利用微微秒尺度的頻閃磁光顯微鏡 (stroboscopic magneto-optical microscopy) 所拍攝到在磁化翻轉過程中，磁化向量在X方向分量的影像。樣品的尺寸長為10微米，寬為2微米。圖左所顯示的數字為時間，單位為奈秒。此圖取材自參考文獻 [3]。

參考文獻

- [1] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, Sov. Phys. 8, 153 (1935). T. L. Gilbert, Phys. Rev. 100, 1243 (1955).
- [2] M. R. Freeman, W. K. Hiebert: Microscopy of magnetic dynamics, in B. Hillebrands, K. Ounadjela (Eds.), Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I, Topics Appl. Phys. 83 (Springer, Berlin, Heidelberg 2002)
- [3] B. C. Choi, M. Belov, W. K. Hiebert, G. E. Ballentine, M. R. Freeman: Ultrafast magnetization reversal dynamics investigated by time domain imaging, Phys. Rev. Lett. 86, 728 (2001)
- [4] M. R. Freeman, W. K. Hiebert, A. Stankiewicz: Time-resolved scanning Kerr microscopy of ferromagnetic structures, J. Appl. Phys. 83, 6217

(1998)

- [5] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, M. R. Freeman: Direct observation of magnetic relaxation in a small Permalloy disk by time-resolved scanning Kerr microscopy, Phys. Rev. Lett. 79, 1134 (1997)
- [6] R. H. Koch, J. G. Deak, D. W. Abraham, P. L. Trouilloud, R. A. Altman, Y. Lu, W. J. Gallagher, R. E. Scheuerlein, K. P. Roche, S. S. P. Parkin: Magnetization reversal in micron-sized magnetic thin films, Phys. Rev. Lett. 81, 4512 (1998)
- [7] J. Fassbender: Magnetization dynamics investigated by time-resolved Kerr effect magnetometry, Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II, Topics Appl. Phys. 87 (Springer, Berlin, Heidelberg 2003)
- [8] M. Bauer, R. Lopusnik, J. Fassbender, B. Hillebrands: Suppression of magnetic-field pulse-induced magnetization precession by pulse tailoring, Appl. Phys. Lett. 76, 2758 (2000)

作者簡介

衛榮漢

現職：台灣大學物理系博士後研究員。

學歷：台灣大學動物系學士(1995) 台灣大學物理系碩士(1997) 台灣大學物理系博士(2001)。

研究領域：微磁學、自旋電子學。

Email: zhwei@phys.ntu.edu.tw

賴梅鳳

現職：台灣大學物理系博士生。

學歷：清華大學物理系學士(1995) 台灣大學物理系碩士(1998)。

研究領域：微磁學、自旋電子學。

Email: d90222026@ntu.edu.tw

張慶瑞

現職：台灣大學物理系教授兼系主任、台大奈米儲存中心(CNR)及台大理論物理中心(CTP)主持人。

學歷：台灣大學物理系學士(1979)、美國加州大學聖地牙哥分校(UCSD)博士(1988)。

研究領域：奈米磁學、自旋電子學。

Email: crchang@phys.ntu.edu.tw