

斯托纳粒子的磁矩翻转

王向荣[†] 孙周洲

(香港科技大学物理学系 香港九龙清水湾 香港)

摘 要 文章根据朗道-利夫席茨-吉尔伯特(Landau-Lifshitz-Gilbert)理论,介绍了斯托纳(Stoner)粒子(单个磁畴的磁性颗粒)磁矩翻转的相关理论. 其中指出了有关磁矩翻转的斯托纳-沃尔法特(Wohlfarth)极限(SW极限)只有在阻尼系数无穷大时才是真正准确的. 在此极限下,磁矩是沿着能量下降最快的路径翻转. 最小的翻转磁场出现在当系统能量曲面中只有一个稳定的不动点的情形. 文中还指出了对于一个给定的各向异性的磁体,阻尼系数存在一个临界值,超过它时,最小翻转磁场与SW极限是相同的. 低于此临界值,最小翻转磁场可以小于SW极限. 对于在有阻尼情况下的弹道式磁矩翻转,文中指出,施加的磁场方向应该处在一特定的方向内. 这个方向窗口的宽度与阻尼系数和磁内能有关. 对于一给定的磁内能,窗口的上下边界随着阻尼系数的增加而增加,窗口的宽度则随着阻尼系数的增加而呈振荡的变化. 在没有阻尼和阻尼无穷大的极限下,窗口宽度变为零.

关键词 磁矩翻转,磁纳米颗粒,斯托纳-沃尔法特极限,朗道-利夫席茨-吉尔伯特方程

Magnetization reversal of Stoner particles

WANG Xiang-Rong[†] SUN Zhou-Zhou

(Physics Department, The Hong Kong University of Science and Technology, Clear Water Bay, Hong Kong SAR, China)

Abstract Based on the Landau-Lifshitz-Gilbert formulation, we show that the so-called Stoner-Wohlfarth (SW) limit is exact when the damping constant is infinitely large. Under this limit, the magnetization moves along the steepest energy descent path. The minimal switching field is that at which there is only one stable fixed point in the system. We show that there is a critical value for the damping constant, above which the minimal switching field is the same as that of the SW-limit, for a given magnetic anisotropy. The field of a ballistic magnetization reversal should be along a certain direction window in the presence of energy dissipation. The width of the window depends on both the damping constant and the magnetic anisotropy. The upper and lower bounds of the direction window increase with the damping constant. The window width oscillates with the damping constant for a given magnetic anisotropy, and is zero for both zero and infinite damping.

Keywords magnetization reversal, magnetic nano-particle, Stoner-Wohlfarth limit, Landau-Lifshitz-Gilbert equation

1 引言

在经典和量子信息领域,自旋操控近年来引起了人们广泛的兴趣和重视. 对于经典信息处理来说,自旋的操控联系着磁性数据的存储和读取. 而对于未来的量子信息处理,它关系着量子逻辑门和

量子计算机的实现. 如何找到有效的方法来改变磁矩(或自旋)方向,使得磁矩指向从一个状态演化到另一个状态,则依赖于我们对磁矩翻转机制的理解.

任意材料的磁矩翻转可以是一个非常复杂的问题.

2005-10-20 收到初稿 2006-01-23 修回

[†] 通讯联系人. Email: phxwan@ust.hk

题^[1], 因为翻转可以通过颤动 (bucking) 和卷曲 (curling) 等方式, 或通过成核 (nucleation) 和磁畴形成 (domain formation) 方式来实现. 近年来的技术发展允许我们制造磁性的纳米颗粒, 相信这对未来的高密度信息存储的应用有重要意义^[2-5]. 在一个磁纳米颗粒里, 各原子磁矩之间由于有很强的磁交换相互作用, 所有原子的磁矩方向可以近似地认为都沿着同一个方向排列, 磁体整体地表现为一个宏观的总磁矩在旋转运动, 这即是所谓的单磁畴近似. 这样的单畴磁纳米颗粒通常叫做斯托纳-沃尔法特 (Stoner-Wohlfarth) 粒子或斯托纳粒子^[6]. 相比体磁性材料, 理解单磁畴的整体磁矩翻转问题是相对容易的, 同时它在纳米技术领域有非常重要的指导作用^[7].

传统的磁矩翻转技术是通过施加一个沿着初始磁矩相反方向的矫顽磁场来实现的. 磁矩通过所谓的环绕效应 (ringing effect)^[8-10] 一圈一圈地从初始方向 (初态) 转到相反的方向上, 即目标态. 从系统的能量曲面来看, 当外场大过某一特定值 (称为最小翻转磁场), 就能使系统离开围绕初态的“山谷”, 同时也使得目标态成为了能量最小值. 这个过程需要的典型时间是纳秒量级. 而此最小翻转磁场, 最早由斯托纳和沃尔法特给出^[6], 所以通常被称为斯托纳-沃尔法特极限 (SW 极限).

近年来, 通过用脉冲式磁场的办法, 实验上人们实现了皮秒量级的磁矩翻转^[11,12]. 与传统方法不同的是, 矫顽磁场是施加在垂直于初始磁矩的方向上, 这样能使得磁矩做进动而免去了环绕效应. 这个方法也引起了理论界的广泛兴趣和重视^[13-18]. 数值研究^[13]显示磁矩翻转的时间可大大减小. 因为环绕效应被有效地抑止了, 磁矩是沿着一条所谓弹道式 (ballistic) 的路径运动^[16]. 在没有能量耗散的情况下, 弹道式磁矩翻转问题能够被解析的分析. 最小外场的解析结果最早由波特 (Porter)^[17]得到. 无能量耗散的磁矩翻转是建立在这样一个假设之上: 由于翻转过程需要的时间很短, 磁体的能量损耗可以忽略, 从而磁性系统可以近似看成一个保守系统.

本文重新审视了在有能量耗散情况下的磁矩翻转问题. 它更复杂的版本可见参考文献 [19]. 我们将检验 SW 极限的成立条件. 文章的结构安排如下. 第二节介绍朗道-利夫席茨-吉尔伯特 (Landau-Lifshitz-Gilbert) 方程. 第三节阐述本文的主要结果: SW 极限的有效条件和临界阻尼系数的存在.

对于一个给定的各向异性磁体, 阻尼系数超过临界值时, 最小翻转磁场由 SW 极限给出. 低于临界值时, 最小翻转磁场可以小于 SW 极限. 临界阻尼系数存在的原因及意义也将在此节中给出. 该节中还将指出, 在有能量耗散的情形下, 弹道式翻转外场的方向, 不是保守系统时垂直于初始磁矩的单一方向, 而应该是在偏离垂直方向的一个窗口内. 第四节是全文总结.

2 朗道-利夫席茨-吉尔伯特方程

斯托纳粒子的磁矩矢量 M 可以方便地用球坐标下的极角 θ 和方位角 ϕ 来描述, 参见图 1(a). 此处磁矩被无量纲地定义为 $m = M/M_s$, 是一个单位矢量. M_s 是粒子的饱和磁矩, 即 M 矢量的大小. 描述系统的相空间是一个两维的相平面. 在 $\theta - \phi$ 相平面内, 每一点都对应于磁矩指向的一个特定状态. 按照遵守的动力学规律, 系统通常会从一个状态演化到新的状态. 斯托纳粒子遵守的动力学规律是朗道-利夫席茨-吉尔伯特 (LLG) 方程^[20]:

$$\frac{dM}{dt'} = -|\gamma| M \times H_i + \frac{\alpha}{M_s} M \times \frac{dM}{dt'},$$

它可以写成

$$(1 + \alpha^2) \frac{dm}{dt'} = -|\gamma| M \times H_i - \frac{\alpha}{M_s} \frac{|\gamma|}{M_s} M \times (M \times H_i), \quad (1)$$

这里 $|\gamma| = 2.21 \times 10^5$ (rad/s) / (A/m) 是回磁比, α 是定性的无量纲的阻尼系数. 实验上, 对于不同的钴薄膜, α 的典型数值是在 0.037 到 0.22 内变化^[11]. 粒子受到作用的总场 H_i 可由总能量密度函数 $W(M, H)$ 对 M 的梯度给出, 它是施加的外场 H 和各向异性的磁内能引起的内禀有效场 H_i 之和, 即 $H_i = -\nabla_M W(M, H) / \mu_0 = H_i + H$. $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ 是真空磁导率.

为方便分析, 我们把 LLG 方程写成关于 m 的无量纲形式, 用无量纲的场 $h_i \equiv H_i / M_s = h_i + h$, 时间 $t \equiv t' / (|\gamma| M_s)^{-1}$ 和能量密度 $u(m, h) \equiv W(M, H) / (\mu_0 M_s^2)$, 方程 (1) 可写成:

$$(1 + \alpha^2) \frac{dm}{dt} = -m \times h_i - \alpha m \times (m \times h_i). \quad (2)$$

正如图 1(a) 所显示的, 方程 (2) 的右边第一项描述了绕着总场方向的进动, 而第二项则决定了向着总场方向的耗散运动. 在接下来的分析里, 我们将一直采用钴的实验数据作为参考. 对于钴薄膜^[11],

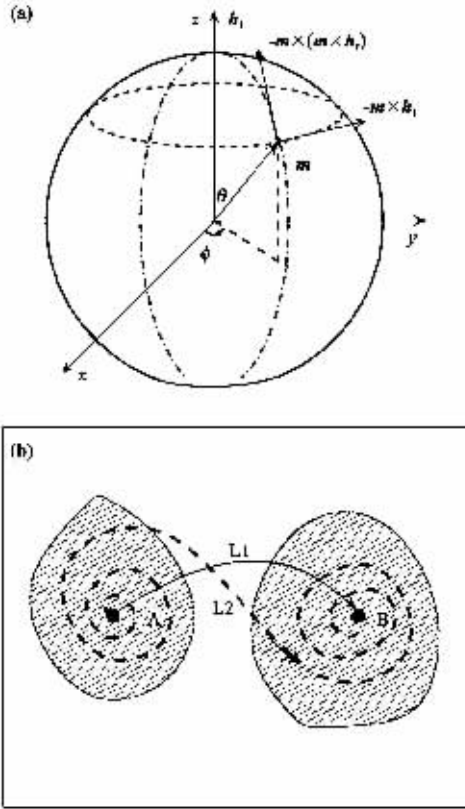


图1 (a) 磁矩 m 可以唯一的由角度 θ 和 ϕ 确定, z 轴被假定为沿着总的场 h_1 的方向, $-m \times h_1$ 确定进动的方向, 而 $-m \times (m \times h_1)$ 决定耗散运动的方向; (b) 斯托纳粒子磁矩的 θ - ϕ 相平面, 点 A 和点 B 分别表示初态和目标态, 两块阴影面积示意性的表示了这两个稳定的不动点 A 和 B 的吸引域, 实线 $L1$ 和虚线 $L2$ 举例说明了两条以不同方式连接 A 和 B 的相流

$M_s = 1.36 \times 10^6 \text{ A/m}$, 这样时间的单位大约是 3.33ps , 能量密度的单位大约是 $2.32 \times 10^6 \text{ J/m}^3$.

用 θ - ϕ 表示, 磁矩的动力学方程也可以写成下面的非保守的非线性自治方程组:

$$\begin{aligned} (1 + \alpha^2)\dot{\theta} &= -\alpha \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial w}{\partial \phi}, \\ (1 + \alpha^2)\dot{\phi} &= \frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\alpha}{\sin^2\theta} \frac{\partial w}{\partial \phi}. \end{aligned} \quad (3)$$

不同的磁颗粒是由各向异性的磁能量密度函数 $u(m, h)$ 来刻画的. 在我们的分析里, 总假定系统的内禀磁化取向是单轴的, 即单轴模型. 系统的易磁化轴 (easy axis) 设定为沿着 x 轴方向, 而不是 z 轴方向. 这是因为在球坐标下, 南北极是奇点, 而选易磁化轴沿着 x 轴方向则可以让初态和目标态远离奇点. 由于绕着易磁化轴的旋转对称, 不失一般性, 施加的外场总可以选在 xz 平面内. 设 h_x 和 h_z

分别是外场沿着 x 轴方向和 z 轴方向的分量, 于是 $u(m, h)$ 的一般形式可以写为:

$$u(m, h) = f(m_x) - m_x h_x - m_z h_z, \quad (4)$$

其中 $f(m_x)$ 是一个能刻画单轴磁能的任意函数.

一般来讲, 上述非线性方程组是没有解析解的. 解析的结果只有在少数特殊的情况下才能得到. 例如, 精确解可以在没有内禀场 ($h_i = 0$) 的情形下^[21, 22] 得到. 正如在文献 [17] 所做的, 解析的分析也能处理没有能量损耗的情形. 对于一般有能量损耗的情况, 我们将采用标准的 4 阶龙格-库塔方法从数值上研究该系统. 在下面的研究中, 需要用数值结果来阐述我们的理解时, 我们都选用了如下的在方程 (4) 中的 $f(m_x)$ 函数,

$$f(m_x) = -\frac{1}{2}k_2 m_x^2 - \frac{1}{4}k_4 m_x^4, \quad (5)$$

其中 k_2, k_4 说明了各向异性能量的强度, 它们都是正数. 在下面小节里, 我们将阐述我们主要的结果.

在阐述结果之前, 用非线性的语言, 我们可以把磁矩翻转的问题总结如下: 施加一个外场之前, 系统只有两个稳定的不动点 (在图 1(b) 中用 A 和 B 表示), 分别对应于磁矩沿着易磁化轴的两取向, 例如, m_0 (点 A) 和 $-m_0$ (点 B). 因此, 相平面被分成两部分, 称作稳定不动点的吸引域. 一个在点 A 周围, 另一个在点 B 附近, 由图 1(b) 中的阴影面积示意性地表示: 开始时处在 A (或 B) 吸引域的系统将最终演化到状态 A (或 B). 假设磁矩初始指向为 m_0 , 翻转的目标就是要通过施加一个尽量小的外场以尽量短的时间使磁矩变成 $-m_0$.

3 结果和讨论

3.1 SW 极限在无穷大阻尼下的准确性

传统磁矩翻转方法是建立在能量耗散的机制上. 经典的结果就是所谓的 SW 极限. 对于一个单磁化轴模型, 设它的易磁化轴沿着 x 轴方向, 磁场位于 xz 平面内, 根据磁矩翻转时两个能量极小值变为一个极小值的想法, 我们可推导出 SW 极限的具体公式. 由于此时能量曲线相对于磁矩的 x 分量 m_x 只有 1 个拐点, 最小翻转磁场 (SW 极限) 可由下列方程组给出^[6]:

$$\frac{dw}{dm_x} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d^2w}{dm_x^2} = 0, \quad (7)$$

其中 w 是磁能密度函数, $m_x^2 + m_z^2 = 1$. 被广泛研究的情形是, $k_2 \neq 0$ 和 $k_4 = 0$, 此时 SW 极限是

$$(h_x/k_2)^{2/3} + (h_z/k_2)^{2/3} = 1, \quad (8)$$

它对应于图 2 中的实线. 图 2 还给出了不同 k_4 时的 SW 极限的曲线.

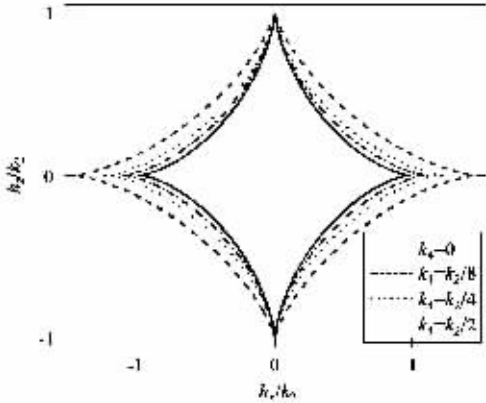


图 2 选择不同的 k_2, k_4 下的 SW 极限(实线 $k_4 = 0$; 点划线 $k_4 = k_2/8$; 点线 $k_4 = k_2/4$; 虚线 $k_4 = k_2/2$)

SW 极限的推导是在静态假设下得到的^[6]. 正如在方程 (2) 中所显示的, 右边的第一项会让磁矩转离 xz 平面, 因此关于 SW 极限的假设, 即磁矩只在 xz 平面内运动, 只有当此项能被忽略的情形下才真正成立. 这只能发生在阻尼系数变成无限大 ($\alpha \rightarrow \infty$) 的情况. 在那种情况下, 磁矩会绕着图 1(a) 所示的通过南北极的大圆, 向着总场方向运动. 这也是能量下降最快的路径.

3.2 阻尼系数的临界值

在真实系统中, 由于阻尼系数不可能无穷大, 磁矩不必要沿着能量下降最快的路径运动. 因此, 当外场低于 SW 极限时, 系统仍然有可能从初态运动到目标态附近的吸引域. 如果这时把外场撤去, 系统就能通过环绕效应最终到达目标态, 实现磁矩的翻转. 正如在许多以前的研究^[13, 17]中所指出的, 这时最小翻转磁场是可以低过 SW 极限的. 数值计算^[13]显示了当阻尼系数 $\alpha < 1$ 时, 磁矩翻转发生在低于 SW 极限的外场下. 而当 $\alpha \geq 1$, 最小翻转磁场等于 SW 极限. 这寓示着有一个临界的 α_c 存在, 超过它时最小翻转磁场就等于 SW 极限. 以前的结果^[13]显示 $\alpha_c = 1$ 这个数值可能是很特殊的. 我们想要指出的是实际上对于一个给定的磁内能, 都会存在一个临界的阻尼系数. 但是, 具体的数值对于不同的磁内能是不同的, 即 1 不是一个特别的数值.

下面我们给出存在 α_c 的解释.

为了理解临界阻尼系数 α_c 存在的原因, 让我们考虑在不同外场下, 系统能量曲面的变化. 正如我们在上一节提到的, 当外场 $h > h_{SW}$ 时, 系统只有一个稳定的不动点. 在有任何非零的阻尼时, 系统的能量总会逐渐减小而最终停止在这个不动点上. 因此, 如果在系统到达不动点后撤去外场, 系统将停留在目标态(态 B). 然而存在着某个外场 $h_1 < h_{SW}$, 系统的初态能量等于两不动点间的鞍点能量. 这样, 当外场 $h < h_1$ 时, 由于初态(态 A)的能量太小以致不能克服位于初态和终态之间的势垒, 磁矩不可能翻转. h_1 值可以由下面的方程定出:

$$\frac{dw}{dm_x} = 0, \quad (9)$$

$$u(m_x) = w_A, \quad (10)$$

其中 w_A 是初态 ($m_x = 1$) 的能量. 对于场 h 位于 h_1 和 h_{SW} 之间 $h_1 < h < h_{SW}$, 能量曲面上存在着两个极小值(稳定的不动点)和在两者之间的一个鞍点. 并且, 初态的能量是高于鞍点的能量. 图 3 是对于 $h_1 < h < h_{SW}$ 情形的一个三维能量曲面的示意图. 点 A 表示初态, 在图中假设它的能量是高过位于两个能量“谷底”(极小值)之间的鞍点(SP)的能量. 在此情形下, 从 A 开始的相流将最终演化到两个不动点之间的其中一个, 具体哪一个将依赖于阻尼 α 值. 当 α 无穷大时, 系统会沿着能量下降最快的路径演化到靠近初态的能量谷底, 由实线 R1 所示. 对于相反的极限情况零阻尼 ($\alpha = 0$) 时, 系统将沿着围绕着两个能量极小值(不动点)的等势线(虚线 R4)运动, 这正是在文献 [18] 所研究的. 对于小的 α , 磁矩会绕着两个极小值很多圈后, 才掉落在其中的某一个. 所以存在一个特殊的 $\alpha = \alpha_c$, 此时当系统从 A 转下来时, 恰好接触鞍点(SP), 由点线 R3 表示. 对于 $\alpha > \alpha_c$, 能量耗散太强以致系统不能“爬过”鞍点, 由点划线 R2 所示. 很明显, α_c 值会依赖于外磁场, 临界阻尼系数 α_c 是当 $h = h_{SW}$ 时的 α_c 值.

我们也可以从图 4 所表示的两维等高线图来理解上述结果, 图中给出了在施加了沿着相对于 $+x$ 轴 $3\pi/4$ 角度的外场 $h = h_{SW}$ 时不同 α 下的演化路径. 数值计算所选的参数是 $k_2 = 2$ 和 $k_4 = 0$. 正如前面提到的, 鞍点在 h_{SW} 下会和一个能量极小值合并在一起组成一个拐点, 在图 4 中用点 T 表示. 可以很清楚地看到, 所有 $\alpha > \alpha_c$ (这里 $\alpha_c = 1$) 的演化路径都会通过这个鞍点-拐点, 而所有 $\alpha < \alpha_c$ 的演化路径则不通过. 我们注意到所有的演化路径都停

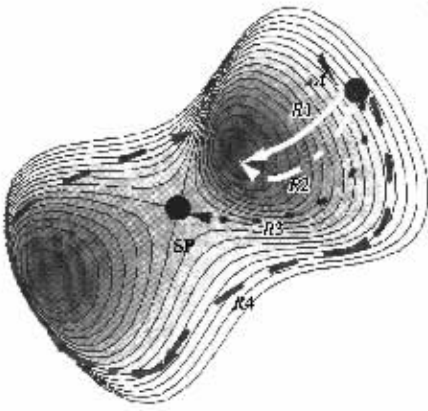


图3 当外场 $h_1 < h < h_{sw}$ 时的三维能量曲面示意图(点 A 表示初态,它的能量假设高过鞍点 (SP)的能量. 曲线 R1, R2, R3 和 R4 示意性地表示了 4 种典型的演化路径, 分别对应于 $\alpha = \infty, > \alpha_c, \alpha_c$ 和 0 的情形)

在了点 T 而不再继续演化, 这是因为点 T 是一个鞍点. 但任何小的扰动都会让系统离开点 T 而最终到达唯一的不动点 FP.

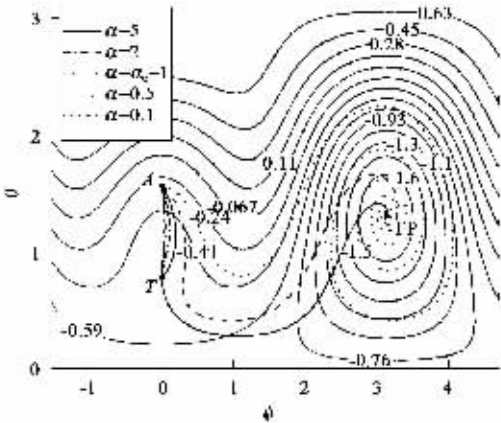


图4 当外场 $h = h_{sw}$, 方向沿着相对于 +x 轴 $3\pi/4$ 角度时, 关于单磁化轴模型参数是 $k_2 = 2$ 和 $k_4 = 0$ 的能量 $u(\theta, \phi)$ 的等高线图(点 A 表示初始点, FP 表示稳定的不动点, T 表示拐点, 所有 $\alpha \geq \alpha_c$ 的演化路径都接触点 T 而其他 $\alpha < \alpha_c$ 的演化路径则没有)

为了证实我们关于存在 α_c 的解释的正确性, 以及 α_c 是随着磁内能形式变化而变化的, 我们对单磁化轴模型在不同的 k_4/k_2 比值下做了数值的计算. 图 5 分别是在 $k_4/k_2 = 0, 1/8, 1/4, 1/2$ 时的最小翻转磁场关于 α 的依赖关系. 确实, 所有的曲线(只依赖 k_4/k_2 的比值)在 α 超过某个临界阻尼系数 α_c 时, 都会饱和在它们各自对应的 SW 极限值 h_{sw} .

并且 α_c 值对于不同的 k_4 是不同的, 如 $k_4 = 0$ 时, $\alpha_c = 1$; 而 $k_4 = k_2/2$ 时, $\alpha_c = 0.94$. 因此 $\alpha_c = 1$ 根本不是普适的!

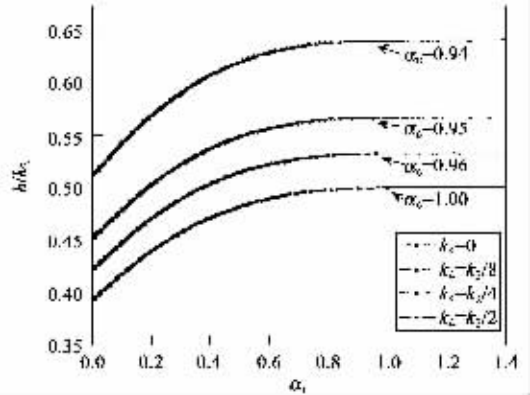


图5 最小翻转磁场与阻尼系数 α 的关系(外场沿着相对于 +x 轴 $3\pi/4$ 角度的方向. 方块点 $k_4/k_2 = 0$; 圆点 $k_4/k_2 = 1/8$; 下三角点 $k_4/k_2 = 1/4$; 上三角点 $k_4/k_2 = 1/2$. 平滑的连接线是为了看得更清楚)

3.3 弹道式路径

弹道式磁矩翻转过程是, 当系统从初态向目标态演化过程中 θ 和 ϕ 都呈现单调的变化. 如果没有能量耗散, LLG 方程描述的是保守系统. 相流是等势线. 正如文献 [18] 指出的, 这时只有垂直施加的外场才可能弹道式地连接初态和目标态. 不同于保守情形 [18], 在有能量耗散的情况下, 系统从初态 A 出发永远不会通过目标态 B. 甚至在无穷大的外场下, 在 180° 进动下的能量损失也是不可忽略的. 这是因为尽管当 $h \gg 1$ 和 $\alpha \ll 1$, 180° 进动的时间是反比于磁场的 $\tau \sim \pi(1 + \alpha^2)/h$, 但是能量减小的速率 $\frac{dw}{dt} = -\frac{\alpha}{1 + \alpha^2} |m \times h_t|^2 \propto h^2$, 因此在 τ 时间内的能量损失是正比于外场强度 h 的! 为了要弹道式地连接 A 和 B, 我们必须要在 A 和 B 间制造一个小的能量差以便系统在从 A 到 B 的路上所损耗的能量刚好等于这个能量差.

另一方面, 方程 (2) 能够在各向同性时 ($k_2 = 0, k_4 = 0$) [21] 精确地求解, 结果是 $\phi = ht/(1 + \alpha^2)$ 和 $\cos \theta = [(1 + \cos \theta_0) e^{2\alpha ht/(1 + \alpha^2)} - 1 + \cos \theta_0] / [(1 + \cos \theta_0) e^{2\alpha ht/(1 + \alpha^2)} + 1 - \cos \theta_0]$, 其中 θ_0 是初始时磁矩和外场间的夹角(这里我们假设外场沿着 z 轴并且 ϕ 的初始值为 0). 这样弹道式的翻转对应于施

1) 在非零的各向异性的磁内能形式下, 我们不可能用一个小的外场 h 来翻转磁矩. 在翻转过程中为了克服能量势垒, 一个有限的 h 是需要的.

加一个外场沿着方向角 θ 满足方程 $-\cos\theta = [(1 + \cos\theta)e^{2\alpha\pi} - 1 + \cos\theta] / [(1 + \cos\theta)e^{2\alpha\pi} + 1 - \cos\theta]$. 有趣的是, 这个解是唯一的, 角度满足 $\tan(\theta/2) = e^{\alpha\pi/2}$.

给定阻尼系数 α 和由 k_2 和 k_4 描述的磁内能, 180° 进动的时间 $\tau(h, \beta)$ 依赖场强 $h \equiv \sqrt{h_x^2 + h_z^2}$ 和场方向相对于 z 轴的夹角 β 和 θ 的关系是 $\theta = \pi/2 + \beta$. 这样在 τ 时间内的能量损失 $\Delta\varepsilon(h, \beta) = \int_0^\tau \frac{dw}{dt} dt$ 也是关于 h 和 β 的函数. 对于 $h \gg 1$, 我们可以忽略磁体的内禀场, 这时的解应就是上述的各向同性的解. 在此极限下, $\Delta\varepsilon$ 是 $2h[1/(1 + \tan^2(\beta/2 + \pi/4))e^{-2\alpha\pi} - 1/(1 + \tan^2(\beta/2 + \pi/4))]$. 而在 A 和 B 之间的能量差 $\Delta E(h, \beta)$ 是 $2h\sin\beta$. 因此, 一个弹道式的路径必须满足 $\Delta\varepsilon = \Delta E$ (必要条件但不是充分条件). 因为对称的原因, 我们只需要考虑 $\beta \in (0, \pi/2)$ 情形. 如果没有能量损耗, 唯一的解是 $\beta = 0$ 和场强 h 超过某一最小值. 而在足够大的场 ($h \gg 1$) 和有能量耗散 ($\alpha \neq 0$) 时, 近似解是 $\tan(\beta/2 + \pi/4) = e^{\alpha\pi/2}$, 这与各向同性情况下的解 $\tan(\theta/2) = e^{\alpha\pi/2}$ 是完全相同的. 对于 $\alpha \neq 0$ 和 $k_2 \neq 0$ 的一般情况, 我们无法解析地求解 $\Delta\varepsilon = \Delta E$ 方程. 关于弹道式地连接 A 和 B 的外场构型只能通过数值计算找到. 结果显示在图 6 中.

令人惊讶的是, 外场可被施加在一定方向的范围内, 即有一个方向窗口. 给定在此方向窗口内的一个 β 值, h 就能被唯一的确定. 这个 β 窗口的上下边界随着阻尼系数的增加而增加. 图 6(a) 显示 β 的上下边界与阻尼 α 的关系. 实线表示的是 $\tan(\beta/2 + \pi/4) = e^{\alpha\pi/2}$. 确实, 窗口的一个边界能被这条曲线所描述. 窗口的宽度同时依赖于阻尼系数和磁内能的形式. 在零和无穷大阻尼时, 宽度是 0. 正如在前面所提到的精确解所显示的, 在各向同性时宽度也是 0. 因此, 在给定各向异性的磁内能时, 我们期待窗口宽度会随 α 而振荡变化. 确实, 如图 6(b) 所显示的, 我们在数值计算中观察到了这样的振荡. 图中取 $k_2 = 2, k_4 = 0$. 图 6(b) 左上方的插图是在 $\alpha = 0.1$ 时, 在方向窗口内的场和对应的翻转时间随 β 的变化. 在这个特殊情形下, β 位于 0.134 和 0.156 之间. 我们可以看到随着 β 增加, h 也增加但是翻转时间是减小的. 在 $\alpha = 1$ 时, 相似的图显示在图 6(b) 的右下方插图. 与小 α ($= 0.1$) 相反, 随着 β 增加 h 是减小而翻转时间增加. 因为我们可以期待, 在 $h \rightarrow \infty$ 时磁内能可以被忽略而结果和各向同性时是一样的, 因此我们应该把在 $\alpha < 0.57$

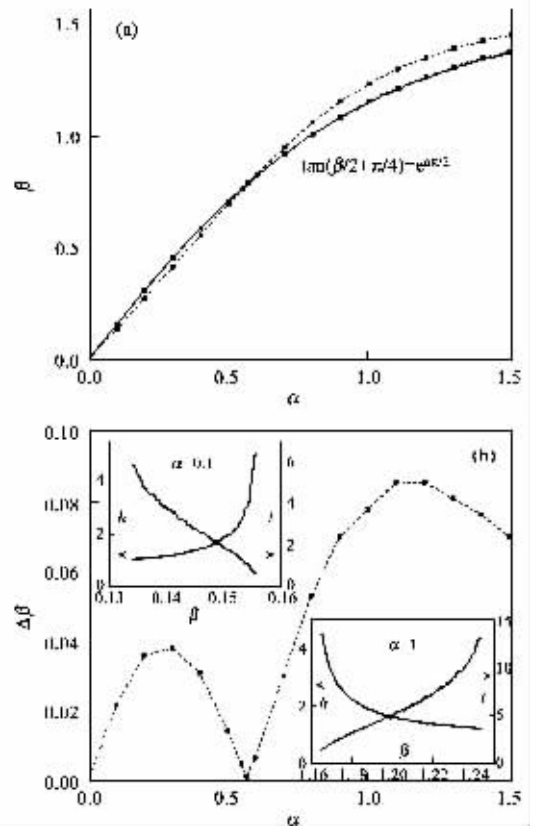


图 6 (a) β 的上下边界关于阻尼系数 α 的函数关系 [β 是外场相对于 z 轴的角度, 实线是 $\tan(\beta/2 + \pi/4) = e^{\alpha\pi/2}$, 它应该和在 $\alpha < 0.57$ 时 β 的下边界以及在 $\alpha > 0.57$ 时 β 的上边界做比较, 单磁化轴模型的磁内能参数为 $k_2 = 2$ 和 $k_4 = 0$]; (b) 在 $k_2 = 2$ 和 $k_4 = 0$ 时, 窗口宽度 $\Delta\beta$ 关于 α 的关系 [插图为在弹道式窗口内, 磁场和对应的翻转时间和 β 的函数关系. 对于 $\alpha = 0.1, \beta \in (0.134, 0.156)$ (左上图); 对于 $\alpha = 1, \beta \in (1.165, 1.243)$ (右下图). 连接的虚线是为了看得更清楚]

时 β 的下边界与在 $\alpha > 0.57$ 时 β 的上边界同函数 $\tan(\beta/2 + \pi/4) = e^{\alpha\pi/2}$ 做比较. 比较的结果, 两者符合得非常好, 显示在图 6(a) 中. 图 6(b) 是窗口的宽度 $\Delta\beta$ 关于 α 的函数, 呈振荡的变化. 我们的数值结果显示, 在目前的实验^[11,12]中所采用的垂直外场构型并不能得到一个完全的弹道式翻转. 不过应该指出的是, 我们上述的结果是对于一个精准的弹道式磁矩翻转过程而言的. 正如我们早些时提到的, 如果愿意在磁矩翻转过程中的某些阶段不消除环绕效应, 那么其他的外场构型当然也能实现磁矩的翻转, 只是翻转需要的时间会增加.

4 总结

总之, 在本文中我们澄清了 SW 结果是 LLG 理

论在无穷大阻尼下的极限情况. 在此极限下, 磁矩是沿着能量下降最快的路径运动的. 我们指出了对于一个给定的各向异性的磁体, 存在着一个临界的阻尼系数值, 超过它时, 最小翻转磁场与 SW 理论预言的结果相同. 在没有能量耗散的情形下, 为了得到弹道式磁矩翻转, 外场应该施加在垂直于易磁化轴的方向. 然而, 对于有能量耗散和给定的磁内能, 外场应该加在一特定的方向窗口内. 窗口的宽度同时依赖于阻尼系数和磁内能形式. 对于零阻尼系数或各向同性的磁体($k_2 = 0$ 和 $k_4 = 0$), 此宽度为 0. 与传统的磁矩翻转方法不同, 新的技术需要能够精准的控制皮秒时间宽度的磁场脉冲.

致 谢 感谢牛谦教授, 肖迪先生在出版前预先寄给我们他们的预印本, 同时也感谢香港 UGC 的资助.

参 考 文 献

- [1] O'handley R C. Modern Magnetic Materials : Principles and Applications. New York : John Wiley & Sons , 2000
- [2] Sun S H , Murray C B , Weller D *et al.* Science , 2000 , 287 : 1989
- [3] Black C T , Murray C B , Sandstrom R L *et al.* Science , 2000 , 290 : 1131
- [4] Woods S I , Kirtley J R , Sun S H *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2001 , 87 : 137205
- [5] Zitoun D , Respaud M , Fromen M - C *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 , 89 : 037203
- [6] Stoner E C , Wohlfarth E P. Phil. Trans. Roy. Soc. , London , 1948 , A240 : 599 ; reprinted in IEEE Trans. Magn. , 1991 , 27 : 3475
- [7] Ed. Hillebrands B , Ounadjela K. Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I & II. Berlin : Springer - Verlag , 2002
- [8] Hiebert W K , Stankiewicz A , Freeman M R. Phys. Rev. Lett. , 1997 , 79 : 1134
- [9] Acremann Y , Back C H , Buess M *et al.* Science , 2000 , 290 : 492
- [10] Crawford T M , Silva T J , Teplin C W *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1999 , 74 : 3386
- [11] Back C H , Weller D , Heidmann J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1998 , 81 : 3251 ; Back C H , Allenspach R , Weber W *et al.* Science , 1999 , 285 : 864
- [12] Schumacher H W , Chappert C , Crozat P *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 , 90 : 017201 ; Schumacher H W , Chappert C , Sousa R C *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2003 , 90 : 017204
- [13] He L , Doyle W D. J. Appl. Phys. , 1996 , 79 : 6489 ; He L , Doyle W D , Fujiwara H , IEEE. Trans. Magn. , 1994 , 30 : 4086
- [14] Bauer M , Fassbender J , Hillebrands B *et al.* Phys. Rev. B , 2000 , 61 : 3410
- [15] Acremann Y , Back C H , Buess M *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2001 , 79 : 2228
- [16] Miltat J , Albuquerque G , Thiaville A. Introduction to Micromagnetics in the Dynamic Regime. In : Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I. Ed Hillebrands B , Ounadjela K. Berlin : Springer - Verlag , 2002
- [17] Porter D G. IEEE. Trans. Magn. , 1998 , 34 : 1663
- [18] Xiao D , Tsoi M , Niu Q. J. Appl. Phys. , 2006 , 99 : 013903
- [19] Sun Z Z , Wang X R. Phys. Rev. B , 2005 , 71 : 174430
- [20] Landau L , Lifshitz E. Phys. Z. Sowjetunion , 1953 , 8 : 153 ; Gilbert T L , Phys. Rev. , 1955 , 100 : 1243
- [21] Kikuchi R. J. Appl. Phys. , 1956 , 27 : 1352
- [22] Gillette P R , Oshima K. J. Appl. Phys. , 1958 , 29 : 529



北京欧普特科技有限公司

光学元件库—欧普特科技

欢迎访问:

www.goldway.com.cn

北京欧普特科技有限公司严格参照国际通常规格及技术指标, 备有完整系列的精密光学零部件(备有产品样本供参考) 供国内各大专院校、科研机构、实验室随时选用, 我公司同时可为您的应用提供技术咨询. 我公司可以提供美国及欧洲产的优质红外光学材料, 如硒化锌、硫化锌、多光谱硫化锌等.



- 光学透镜 : 平凸、双凸、平凹、双凹、消色差胶合透镜等.
- 光学棱镜 : 各种规格直角棱镜及其他常用棱镜.
- 光学反射镜 : 各种尺寸规格的镀铝、镀银、镀金及介质反射镜, 直径 5mm—200mm.
- 光学窗口 : 各种尺寸规格、材料的光学平面窗口, 平晶, 直径 5mm—200mm.
- 各种有色玻璃滤光片 : 规格为直径 5mm—200mm (紫外、可见、红外) 及窄带干涉滤片.
- 紫外石英光纤 : 进口紫外石英光纤, SMA 接口光纤探头, 紫外石英聚焦探头.

地址 : 北京市海淀区知春路 49 号希格玛大厦 B 座 306 室

电话 010 - 88096218/88096217 传真 010 - 88096216 网址 www.goldway.com.cn

联系人 : 徐勇小姐 陈锵先生 施楠小姐

Email xuyong@goldway.com.cn kevinchen@goldway.com.cn shinan@goldway.com.cn