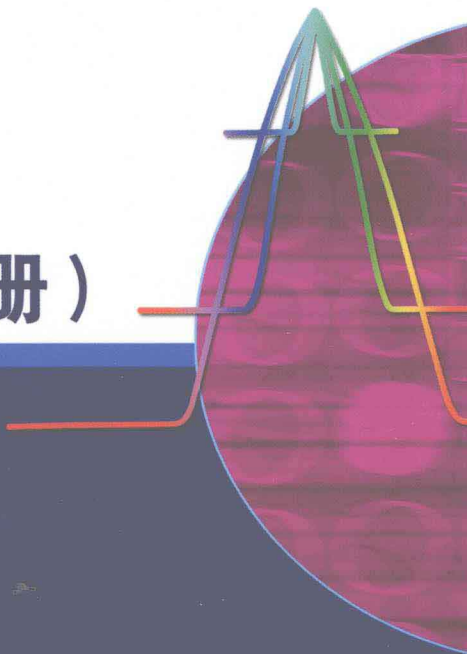


凝聚态物理学丛书

钟文定 编著

技术磁学 (下册)



科学出版社
www.sciencep.com

机械工业出版社

机械工业出版社

技术数学 (下册)

机械工业出版社

凝聚态物理学丛书

技术磁学

(下册)

钟文定 编著

科学出版社

北京

内 容 简 介

技术磁学是一部有关磁性材料技术性能及其合理利用的书,书中讨论了技术磁性的来源、改进和提高的思路,提出了磁性材料将来可能应用的理论基础和在使用时的合理设计。全书分上、下册,下册(5~7章)为20世纪80年代以来发现的有关技术磁化的新特性、新现象,包括一个单畴和一块畴壁的特性、磁宏观量子效应、磁电子学器件等,最后讨论了磁性概念和磁路设计原理。

本书可供有关院校、工矿、研发单位从事磁学和磁性材料以及相关领域的设计人员阅读和参考。

图书在版编目(CIP)数据

技术磁学(下册)/钟文定编著. —北京:科学出版社,2009
(凝聚态物理学丛书)

ISBN 978-7-03-022454-5

I. 技… II. 钟… III. 磁学 IV. O441.2

中国版本图书馆CIP数据核字(2008)第099656号

责任编辑:王飞龙 胡 凯/责任校对:郑金红

责任印制:钱玉芬/封面设计:王 浩

科学出版社出版

北京东黄城根北街16号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

北京市文林印务有限公司印刷

科学出版社编务公司排版制作

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2009年1月第一版 开本:B5(720×1000)

2009年1月第一次印刷 印张:47 1/4

印数:1—2 500 字数:938 000

定价:128.00元(上、下册)

(如有印装质量问题,我社负责调换)

目 录

(上册)

前言

导言	1
第 1 章 决定材料磁性的物理现象及其能量表述	5
第 2 章 磁性好坏的细胞——畴结构	64
第 3 章 提高软磁材料技术磁性的理论和思路	115
第 4 章 永磁材料技术性能的理论说明及提高思路	276

(下册)

第 5 章 20 世纪末磁性的新现象、新特性——现在和将来新应用的基础	391
5.1 一块畴壁和一个单畴的电磁特性	391
5.2 磁性的宏观量子效应	411
5.3 铁磁金属及多层结构中的巨磁电阻	427
5.4 钙钛矿的庞磁电阻	452
5.5 铁电磁体庞磁电容效应	484
5.6 自旋完全极化的磁性物质(半金属磁体)	498
5.7 磁电子学及器件简介	500
参考文献	572
习题	581
第 6 章 物质的磁性概述、磁有序与其他物性的耦合现象	582
6.1 物质磁性和磁性材料的分类	582
6.2 原子磁性	596
6.3 磁有序与其他物性的耦合现象	603
参考文献	612
习题	613
第 7 章 磁路设计原理	614

7.0 导言	614
7.1 理想的静态磁路及永磁体的选择	620
7.2 实际的静态磁路	626
7.3 磁的吸引力与排斥力	662
7.4 动态磁路	673
7.5 空心线圈和铁芯线圈的磁路设计	693
参考文献	728
习题	728
附录	730
索引	733

第 5 章 20 世纪末磁性的新现象、新特性—— 现在和将来新应用的基础

本章简要提出 20 世纪末强磁性物质的新形式，包括新现象、新材料、新器件的兴起和可能的应用与开发，这方面的发展可能或正在成为 21 世纪的高新技术和新的行业。

本章的介绍不是全面的，只讨论一块畴壁和一个单畴的电磁特性、磁性的宏观量子效应、多层膜和钙钛矿型的巨磁电阻以及磁电子学和半金属磁体、铁电磁体等的若干问题。

5.1 一块畴壁和一个单畴的电磁特性

5.1.1 引言

近代磁学起源于 20 世纪初，30 年代科学家对强磁性的来源才有了正确的认识。磁性材料由初期的少数的几种(Fe, Co, Ni 及其合金, Fe_3O_4)发展到最近的上千种(合金、半导体和绝缘体化合物的晶态纳米晶及非晶态)。材料的性能不断刷新，呈阶梯式的发展：最大磁能积每 12 年翻一番^[1](图 5.1.1)，最大磁导率每 6 年翻一番，如图 5.1.2(a)所示。磁损耗每 8 年下降一半，如图 5.1.2(b)所示。磁记录密度每 2 年增加一倍(图 5.1.3)，磁各向异性常数由 10J m^{-3} 提高到 17.2MJ m^{-3} ，

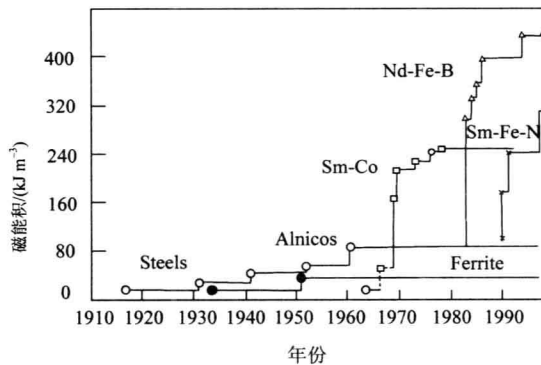


图 5.1.1 1900 年以来磁能积的进展

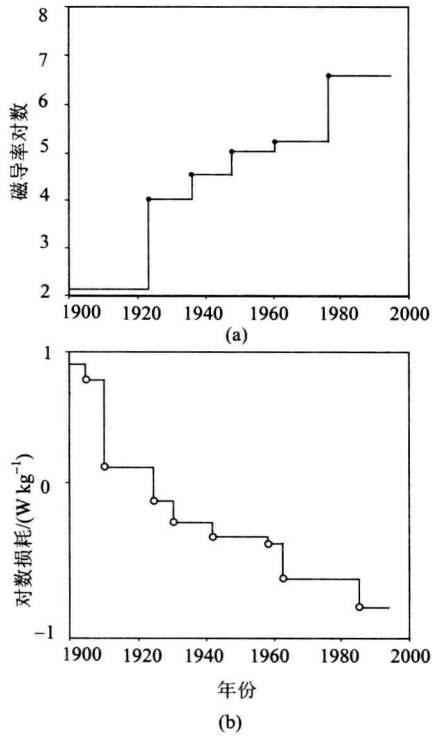


图 5.1.2 (a)20 世纪磁导率的增大; (b)20 世纪磁损耗的下降

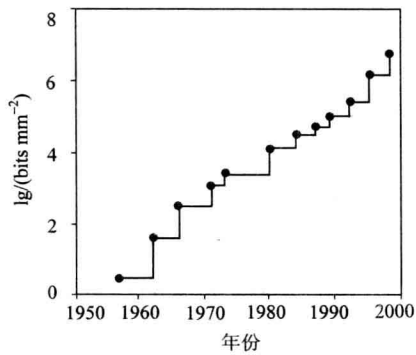


图 5.1.3 50 年来磁记录密度的增加

矫顽力由 0.1 A m^{-1} 量级提高到 1 MA m^{-1} 量级，磁致伸缩系数由 10^{-7} 量级提高到 10^{-3} 量级，磁电阻变化由 1% 提高到 100% 的量级，磁阻抗也提高很多。但是饱和磁化强度和居里温度的最高值 100 年来却没有进展，仍是 2.45 T ($\alpha\text{-Fe}_{65}\text{Co}_{35}$) 和 1388 K (FCC 的 Co)。

毫无疑问，21 世纪的磁学和磁性材料仍会有很大发展，预计饱和磁化强度和居里温度会突破上述最高值，而且将发现在 500°C 下仍能使用的永磁体，各种技术性能也将继续提高等，这类问题本章不作讨论，本章要讨论的是 21 世纪磁性材料的应用基础有什么新的形式。

众所周知，磁性材料在应用时和/或应用前后都要连续或断续地使用外磁场，导致材料的磁状态发生变化。这种变化是由材料内的畴壁移动和/或磁矩改变方向达到的，所以畴壁移动和磁矩转向是材料应用的普遍基础。一般材料内的畴壁移动和/或磁矩转向都是集体行为，集体行为方式的不同，表现为技术性能的差异，这是 20 世纪技术磁化理论研究的主题。如果材料内只有一块畴壁或者只有一个磁畴，它的行为方式如何？有何特点？这个称为元磁化的特性是需要研究的课题，也是 21 世纪磁性材料应用的基础，或者说是磁性材料应用基础的新形式。下面讨论一块畴壁移动引起的电、磁特性和一个磁畴内的磁矩的变化特性。这种研究的意义一方面是满足理论发展和实验技术进步的要求(过去因仪器测量灵敏度的限制无法测量元磁化的性质，现在有了灵敏度极高的微型 SQUID，且与样品密切耦合(图 5.1.4))；另一方面是满足信息技术和纳米科技(元件的小型化、信息传输、存储的可靠性和信息量的增大等)的要求。

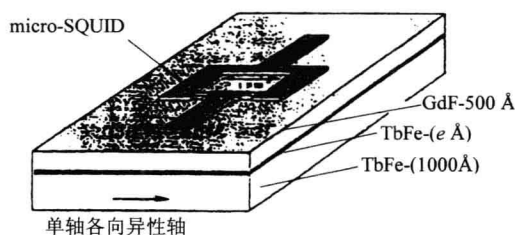


图 5.1.4 测量一块畴壁移动的微型 SQUID 与样品的耦合示意图

5.1.2 一块畴壁移动的特性^[2~4]

1. 保证只有一块畴壁运动的条件

欲使样品内只产生一块畴壁并研究其移动特性的条件是：① 非常均匀，没有

任何缺陷和晶界；②样品侧面的尺寸与畴壁半径的尺寸相当；③居里点在室温以上且饱和磁化强度尽可能大，以提高测量灵敏度；④样品内有一人工的势垒区，以实现畴壁的阻碍；⑤样品为单轴各向异性，各向异性轴在平面内，以便产生 180° 畴壁，使其移动方向与畴壁平面垂直。经综合考虑，认为非晶态的三明治膜 $\text{Gd}_{62}\text{Fe}_{38}(1000\text{\AA})/\text{Tb}_{55}\text{Fe}_{45}(\text{e})/\text{Gd}_{62}\text{Fe}_{38}(500\text{\AA})$ 便符合上述条件， $e = 3\sim 15\text{\AA}$ ，其尺寸示意如图 5.1.5 所示。 $\text{Gd}_{62}\text{Fe}_{38}$ 和 $\text{Tb}_{55}\text{Fe}_{45}$ 的居里温度相近($\sim 325\text{K}$)，Gd, Tb 的原子的大小和化学性质相同，都与 Fe 形成异质同形的非晶合金以保证结构的连续性。它们都具有面内的单轴各向异性，但 Tb 的磁各向异性常数比 Gd 大 3 个数量级，故 TbFe 层可阻碍畴壁的移动。 $\text{Gd}_{62}\text{Fe}_{38}$ 的 $M_s = 1400 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ (1400G)，畴壁厚度约为 650\AA 。 $\text{Gd}_{62}\text{Fe}_{38}(1000\text{\AA})$ 内的畴壁形核场 H_{n1} 为 $18 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ ，而 $\text{Gd}_{62}\text{Fe}_{38}(500\text{\AA})$ 内的畴壁形核场 H_{n2} 为 $60 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ ，故可在 $18 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1} \leq H < 60 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 间研究一块畴壁的运动状况。

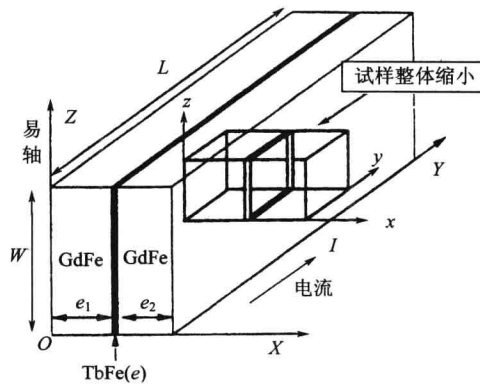


图 5.1.5 研究一块畴壁移动的样品形状及电流方向的坐标

2. 一块畴壁移动的静磁特性

一块畴壁移动时，由于外磁场的变化方式不同，通常会出现三种类型的磁滞回线，图 5.1.6 便是外磁场沿 OZ 时(图 5.1.5)， $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(4.5\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ 在 15K 下的这些回线。

第一类回线为具有台阶的准矩形回线。磁场变化方式为 $+1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1} \rightleftharpoons -1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 。当磁场自 $+1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 逐渐下降至 $-18 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 前，样品的磁化强度始终是饱和的(由 A→B)。磁场到达 $H_{n1} = -18 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 时，在 $\text{GdFe}(1000\text{\AA})$ 膜内产生了一块畴壁，并且发生移动，这时磁化强度便急剧下降至 C 点。磁场继续在反方向增加时， $\text{GdFe}(1000\text{\AA})$ 膜内的畴壁受 TbFe 层阻挡，使畴壁“压缩”而变薄，导致磁化强度变化很小，

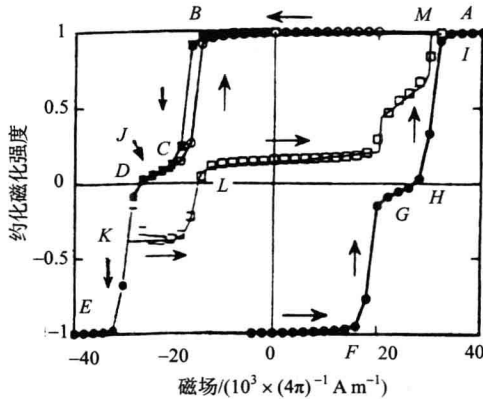


图 5.1.6 GdFe(1000Å)/TbFe(4.5Å)/GdFe(500Å)三明治膜在 15K 下的三类回线。外磁场沿图 5.1.5 的 OZ 轴

图中的 $C \rightarrow D$ 段为畴壁受压缩的阶段。当磁场在反向增至 $-30 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 时(称为传播场 H_p)，畴壁越过 TbFe 层而到达 GdFe(500Å)层，相应的磁化强度也下降很快，最后达到 $-M_s$ 的 E 点，以上是磁场由 $+1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1} \rightarrow -1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 的磁滞回线下降一支的情况。当磁场由 $-1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1} \rightarrow +1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 时，磁化强度随磁场变化的磁滞回线的上升一支曲线与上述下降一支的曲线对称，即图 5.1.6 中的 F, G, H, I 各点，分别与 B, C, D, E 各点对称。这类回线显然对永磁性能很有利。

第二类回线为竖直偏置回线。磁场变化方式为 $+1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1} \rightleftharpoons -24 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 。当磁场从饱和场变化到畴壁受压缩的阶段时，即图 5.1.6 中 C, D 之间的某一点 $J[-24 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}]$ 时，就将磁场去掉的话，则磁化强度几乎可逆地回到起始的饱和态，形成一条偏置的竖直回线，它与铁磁—反铁磁界面交换各向异性产生的偏置回线类似，且这里是由于畴壁脱离压缩，直至最后消失造成的。这种现象对制作传感器器件极为有利。

第三类回线为平台偏置回线。磁场变化方式为 $+1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1} \rightleftharpoons -28 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 。这类回线可看成是由前二类回线构成的。当磁场由 $+1000 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 变到 $-28 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ (图 5.1.6 中的 K 点) 时，畴壁的一部分已通过 TbFe 层的能垒，另一部分则仍未通过。这时若将磁场后退(绝对值减少)，则未通过能垒的那一部分畴壁便脱离压缩而扩展直至消失，从而得到图 5.1.6 的 KL 线段。当磁场继续减小到零并在正方向增加时，畴壁又重新形核、受压缩、然后传播直至消失，从而得到图 5.1.6 的 LM 线段。

关于 GdFe(1000Å)/TbFe(e)/GdFe(500Å)中畴壁在外场作用下形核、压缩、传

播的情况可参看图 5.1.7 的图解。

3. 一块畴壁移动的磁电阻特性

强磁性物质内，因有自发磁化的磁矩存在，其电阻与磁矩的方向有关，出现各向异性磁电阻。设磁矩方向与测量电阻时的电流方向之间的角度为 θ ，则电阻率 $\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta$, $\Delta\rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ 。式中 ρ_{\parallel} 为电流与磁矩平行或反平行时(纵向)的电阻率， ρ_{\perp} 为电流与磁矩垂直时(横向)的电阻率。在 GdFe(1000Å)/TbFe(e)/GdFe(500Å) 的样品中，若测量电阻时的电流方向沿 OY 轴(图 5.1.5)，外磁场方向沿 OZ 轴正向或反向，则测得的电阻率便为 $\rho(\theta)$ 。当磁场很强或足以使样品饱和磁化时 $\rho(\theta = 90^\circ) = \rho_{\perp}$ ，当磁场不是很强或样品内出现畴壁时 $\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta$ ，因此测量样品的电阻变化，便可推知样品内的磁矩分布状态，包括畴壁的产生、传播和压缩。

图 5.1.8 是 GdFe(1000Å)/TbFe(15Å)/GdFe(500Å) 样品在 60K 下的横向电阻(电流与磁场垂直)随外磁场的变化，电阻的变化用饱和态的电阻归一化。由图可见，

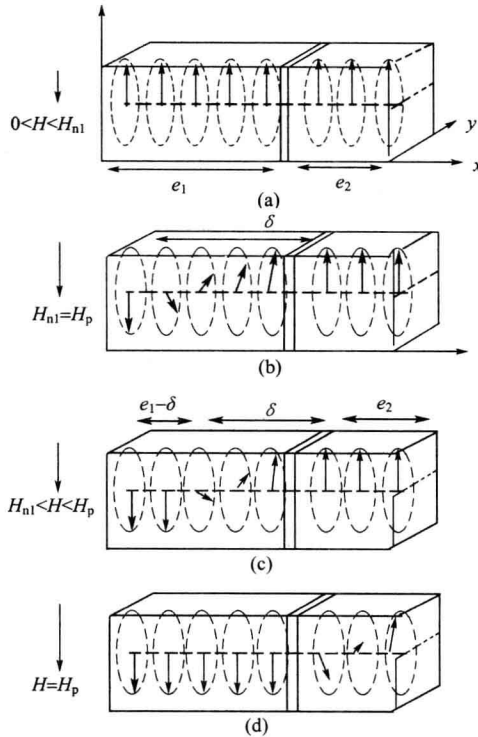


图 5.1.7 (a)样品饱和；(b)一块畴壁的形成；(c)受压缩；(d)越过阻挡层的传播示意图

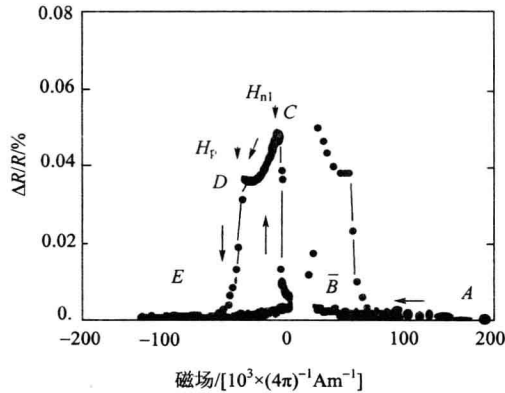


图 5.1.8 GdFe(1000Å)/TbFe(15Å)/GdFe(500Å)样品在 60K 下的横向电阻随外磁场的变化

A 点电阻最小, 因为这时样品处于饱和态, 所有的磁矩都与磁场平行, 而电流是与磁场垂直的, 故测得的电阻为 R_{\perp} , 电阻率为 ρ_{\perp} 。当磁场由饱和值逐渐减小时(曲线的 AB 段), 电阻基本不变, 因为样品内仍保持着饱和态。当磁场接近 H_n ($\approx 18 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$)时电阻急剧增大, 并在 H_n 时达到最大值 C , 这是因为此时的样品内出现了畴壁的形核和移动, 由于畴壁内的磁矩方向不完全与电流垂直, 而是有一角度 $\theta(x)$, 故根据上面电阻率 $\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta$ 的公式, 样品的电阻随畴壁的出现而增大, 直到畴壁移动时达到最大。此后电阻便逐渐减小直至回到磁矩的饱和态: 由 C 到 D 电阻的慢慢下降是由于畴壁移动受到 TbFe 层的阻挡而被“压缩”(畴壁厚度变薄, 即畴壁的原子平面数目减少), 使壁内的原子数目逐渐减少; 由 D 到 E 电阻的急剧下降是由于畴壁完全通过了 TbFe 的阻挡层并且到达 GdFe(500Å), 这时样品的磁矩方向逐渐与外磁场平行(在 $-OZ$ 方向), 最后到达负方向的饱和, 即所有磁矩又都与电流垂直, 畴壁消失, 电阻率又回到 ρ_{\perp} 。 D 点的磁场就是畴壁的传播场 H_p (T), 即此样品的 $H_p(60\text{K}) \approx 50 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 。根据单轴各向异性的 180° 畴壁内, 磁矩方向逐渐改变的简单模型, 可算出一块畴壁的电阻率。设一块畴壁由 n 层原子平面组成, 每一层平面上的原子磁矩都指向同一方向, 不同原子平面的磁矩方向彼此不同, 但邻近两层间原子磁矩的夹角相同, 在厚度为 δ 的 180° 畴壁内, 原子磁矩方向是随 x 变化的(图 5.1.5 和图 5.1.7), 因此原子磁矩与电流方向之间的夹角 θ 也随 x 变化, 所以, 长度为 L 、宽和厚度分别为 W 和 δ 的一块畴壁, 电阻 R 的倒数为

$$\frac{1}{R} = \frac{W}{L} \int_0^{\delta} \frac{dx}{\rho(x)} \quad (5.1.1)$$

式中, $\rho(x) = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta(x)$, $\frac{dx}{d\theta} = \frac{\delta}{\pi}$, $\theta = \frac{\pi}{\delta}x$ (电流与磁场平行), 或 $\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{\delta}x$ (电流与磁场垂直), 由于前已假设畴壁内的原子磁矩方向的改变沿 x 均匀分布, 且 $\rho(x)$ 中含有 $\cos^2 \theta(x)$ 项, 故无论电流与磁场平行或垂直, 一块畴壁的电导倒数都为

$$\begin{aligned} \frac{1}{R} &= \frac{W}{L} \int_0^{\delta} \frac{dx}{\rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta(x)} \\ &= \frac{W}{L} \frac{1}{\rho_{\perp}} \int_0^{\delta} \frac{dx}{1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_{\perp}} \cos^2 \theta(x)} \end{aligned} \quad (5.1.2)$$

利用积分公式

$$\int \frac{du}{a^2 \cos^2 u + b^2 \sin^2 u} = \int \frac{du}{b^2 + (a^2 - b^2) \cos^2 u} = \frac{1}{ab} \arctan\left(\frac{b \tan u}{a}\right) + c$$

式(5.1.2)积分并整理后为

$$R = \frac{L\rho_{\perp}}{W} \sqrt{1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_{\perp}} \frac{1}{\delta}} = \frac{L\sqrt{\rho_{\parallel}\rho_{\perp}}}{W\delta} \quad (5.1.3)$$

在 $\text{GdFe}(e_1)/\text{TbFe}(e)/\text{GdFe}(e_2)$ 的三层样品内, $e \ll e_1$ 和 e_2 , 而且样品内已形成了畴壁, 样品的电阻 R^{tol} 可看成是三部分电阻的并联: 厚度为 δ 的畴壁的电导, 厚度为 $e_1 - \delta$ 的 $\text{GdFe}(e_1 - \delta)$ 层的电阻, 以及 $\text{GdFe}(e_2)$ 层的电阻。当电流与磁场垂直时这三部分电阻并联为

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_0^{\text{tol}}} &= \frac{1}{R} + \frac{W(e_1 - \delta)}{L\rho_{\perp}} + \frac{We_2}{L\rho_{\perp}} \\ &= \frac{W\delta}{L\sqrt{\rho_{\parallel}\rho_{\perp}}} + \frac{W(e_1 - \delta + e_2)}{L\rho_{\perp}} \\ &= \frac{1}{R_0} \left[1 + \left(\frac{\delta}{e_1 + e_2} \right) \left(\sqrt{\frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}}} - 1 \right) \right] \end{aligned} \quad (5.1.4)$$

式中, $\frac{1}{R_0} \equiv \frac{W(e_1 + e_2)}{L\rho_{\perp}}$, 由式(5.1.4)可知, $\frac{1}{R_0^{\text{tol}}}$ 随壁厚 δ 增大, 所以, 畴壁出现时电阻的变化急剧增大, 畴壁消失时电阻的变化急剧减小, 畴壁逐渐受压缩变薄时, 电阻的变化慢慢减小, 这些结果与图 5.1.8 的实验完全一致。

4. 一块畴壁移动的动力学特性

磁性元器件为了满足可靠性的要求和具有抗干扰的本领，需要研究其动力学特性，即研究温度、时间、磁场变化速率对磁性的影响及在这种影响下的概率。强磁物质的静态特性，诸如矫顽力、剩磁、磁导率、磁化强度等等都是一个确定的数值，但是在动力学中，特别是在量子力学的范畴内，它们都具有概率的性质，比如对某一固定材料而言，其矫顽力 $H_c=A$ 的概率占多少， $H_c=B$ 的概率又占多少等。

1) 一块畴壁的传播场 H_p 与温度和磁场变化速度的关系

图 5.1.9 为 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(2\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ 样品内一块畴壁通过 $TbFe(2\text{\AA})$ 势垒的传播场 H_p 随温度的变化(磁场变化速率分别保持在 $25\text{mT}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $0.05\text{mT}\cdot\text{s}^{-1}$) 由图可见随着温度的升高， H_p 直线下降，但形核场 H_{n1} 的变化不大。图 5.1.10 为同一样品的 H_p 在几个温度下随磁场变化速率 v 的演变，由图中可见，随着温度的升高， H_p 随 v 增加的趋势愈来愈明显，上述实验结果可表示为

$$H_p(T, v) = H_p^0 \left\{ 1 - \left[\frac{kT}{E_0} \ln \left(\frac{cT}{v\varepsilon^{a-1}} \right) \right]^{1/a} \right\} \quad (5.1.5)$$

式中， $C = \frac{kH_p^0}{\tau_0 E_0 \alpha}$ ，而势垒与外场的关系为 $E = E_0 \left(1 - \frac{H}{H_p^0} \right)^\alpha = E_0 \varepsilon^\alpha$ 。 $\alpha = 3/2$ 或 2 ，

E_0 为零磁场时的或内禀的势垒高度(由样品自身的各向异性、结构不完整等产生)， H_p^0 为势垒消失时的传播场， τ_0 为尝试频率的倒数， k 为玻耳兹曼常量。

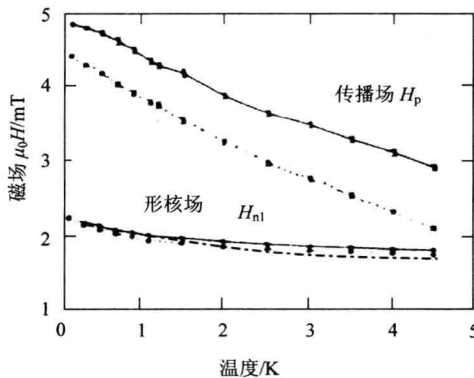


图 5.1.9 $GdFe(1000\text{\AA})/TbFe(2\text{\AA})/GdFe(500\text{\AA})$ 样品内一块畴壁通过 $TbFe(2\text{\AA})$ 势垒的传播场 H_p 随温度的变化，磁场变化速率为 $25\text{mT}\cdot\text{s}^{-1}$ (实线)和 $0.05\text{mT}\cdot\text{s}^{-1}$ (虚线)

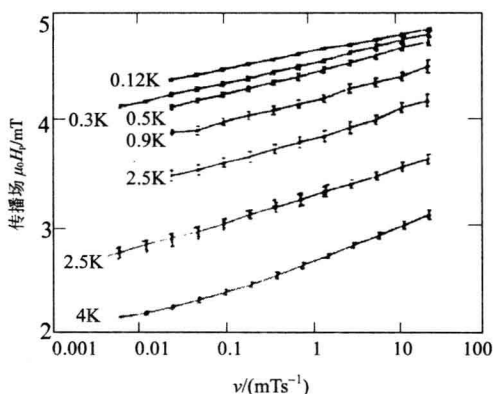


图 5.1.10 图 5.1.9 样品的传播场 H_p 随磁场变化速率 ν 的演变

图 5.1.11 为 $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(e)/\text{CdFe}(500\text{\AA})$ 样品的传播场随 TbFe 层厚度 e 和温度的变化, 可见 H_p 与 e 的关系并不是线性地增大。

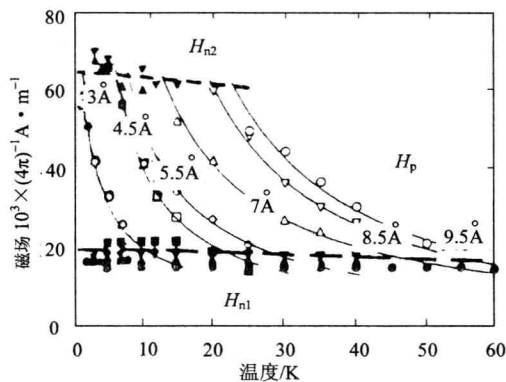


图 5.1.11 $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(e)/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ 样品的传播场 H_p 随 TbFe 层厚度 e 和温度的变化

2) 一块畴壁移动导致的磁化强度随时间的变化

欲测量一块畴壁移动导致的磁化强度随时间的变化, 需将样品的磁状态由饱和态变至某一磁场 H 下的状态, 然后观测在此磁场 H 下的磁化强度随时间的变化 $M(t)$ 。注意磁场必须小于传播场 H_p , 但也不能小得太多, 否则观测时间费时很长也得不到结果。

图 5.1.12 为 $\text{GdFe}(1000\text{\AA})/\text{TbFe}(3\text{\AA})/\text{GdFe}(500\text{\AA})$ 样品在 3K 下外磁场 H 分别为 $41 \sim 47 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 时的 $M(t)$, 因该样品在 3K 下的传播场 $H_p = 47 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$, 故 $M(t)$ 曲线在愈接近 $47 \times 10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{Am}^{-1}$ 的磁场时, 便随时间变化愈快。

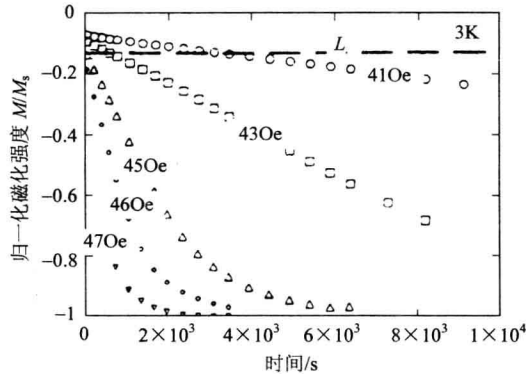


图 5.1.12 GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)样品在 3K 时的不同外场下，
磁化强度随时间的变化 $M(t)$
水平线 L 为开始的磁化强度 M_i

定义约化磁化强度 $B(t)$ 为

$$B(t) = \frac{M(t) + M_s}{M_i + M_s} \quad (5.1.6)$$

式中， M_i 为测量开始时的磁化强度，故 $M(t=0) = M_i$ ，由式(5.1.6)可得 $t=0$ 时， $B(t=0) = 1$ ； t 的值很大，使 $M(t) = -M_s$ 时， $B(t) = 0$ 。因此 $B(t)$ 便代表畴壁未通过势垒的概率。图 5.1.13(a)~(c)便是 GdFe(1000Å)/TbFe(3Å)/GdFe(500Å)样品分别在 3K、4K、5K 下的 $B(t)$ ，这些曲线都可用 $B(t) = \exp(-\Gamma t)$ 来描述，只是迁移频率 Γ 的值在拟合时与温度和外磁场有关而已。表 5.1.1 为不同磁场和三个温度下的 Γ 值。

表 5.1.1 GdFe(1000Å)/ TbFe(3Å)/GdFe(500Å)样品在三个温度和不同磁场下的迁移率

T/K	3					4					5						
$H/(10^3 \times (4\pi)^{-1} \text{A m}^{-1})$	47	46	45	43	41	40	39	38	37	36	34	34	33	32	31	30	28
$\Gamma(10^{-4} \text{s}^{-1})$	18.8	9.52	5.92	1.45	0.385	50	28.6	13.3	6.25	2.86	0.4	77	40	19	8.5	4.03	0.71

5. 亚微米结中畴壁的磁电阻^[5]

前面谈及三明治膜中出现一块畴壁，对电阻和磁性的影响，类似的情况在亚微米的十字结中也能观测到。在 Au(30Å)/Ni₈₀Fe₂₀(300Å)/GaAs(100)连续膜上用电子束光刻法，刻出两根相互垂直的、长度固定为 200μm，宽度 $W = 0.2, 0.5, 1, 2, 5$ 和 10μm 的一组样品，显然在两根线垂直交叉处形成一个结。由于 Ni₈₀Fe₂₀合金的畴宽约为 1μm，因此宽度尺寸大的样品内可出现几个磁畴，而宽度为 0.5μm