

磁致伸缩材料与器件

王博文 曹淑瑛 黄文美 著



冶金工业出版社

<http://www.cnmp.com.cn>

磁致伸缩材料与器件

王博文 曹淑瑛 黄文美 著

北 京
冶 金 工 业 出 版 社
2008

内 容 提 要

磁致伸缩材料是一种新型的磁功能材料,它具有磁致伸缩大、能量转换效率高和反应速度快等特点,在国防、机械和电子工业等领域有着广泛的应用。本书共分9章,分别介绍了磁致伸缩与磁致伸缩材料、合金相图与磁致伸缩材料的制备技术、磁致伸缩材料的性能测试与应用、磁致伸缩器件设计与数学模型、磁致伸缩器件的控制技术、磁致伸缩器件的测试技术等。

本书可供冶金、材料、物理、电气工程等领域的研究人员、工程技术人员以及高校相关专业的研究生阅读和参考。

图书在版编目(CIP)数据

磁致伸缩材料与器件/王博文,曹淑瑛,黄文美著. —北京:
冶金工业出版社,2008.5

ISBN 978-7-5024-4532-4

I. 磁… II. ①王… ②曹… ③黄… III. 压磁材料
IV. TM271

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 070625 号

出 版 人 曹胜利

地 址 北京北河沿大街嵩祝院北巷 39 号,邮编 100009

电 话 (010)64027926 电子信箱 postmaster@cnmip.com.cn

责任编辑 张 卫 张爱平 美术编辑 张媛媛 版式设计 张 青

责任校对 石 静 责任印制 牛晓波

ISBN 978-7-5024-4532-4

北京鑫正大印刷有限公司印刷;冶金工业出版社发行;各地新华书店经销

2008 年 5 月第 1 版,2008 年 5 月第 1 次印刷

148mm×210mm;12.875 印张;1 插页;382 千字;400 页;1-2500 册

38.00 元

冶金工业出版社发行部 电话:(010)64044283 传真:(010)64027893

冶金书店 地址:北京东四西大街 46 号(100711) 电话:(010)65289081

(本书如有印装质量问题,本社发行部负责退换)

前 言

磁致伸缩材料是在磁场的作用下可以发生较大变形的新型功能材料。这种材料可将电磁能转换成机械能或声能,相反也可以将机械能转换成电磁能,是重要的能量转换功能材料。磁致伸缩效应最早是由 J. P. Joule 于 1842 年发现的,后来人们发现镍、钴、铁及它们的合金也具有明显的磁致伸缩效应,但是应变仅限制在 50×10^{-6} 以内。以稀土-铁、稀土-锌和铁-镓为代表的磁致伸缩材料的磁致伸缩远高于传统材料的磁致伸缩,并具有承载能力大、能量转换效率高和反应速度快的特点。这种材料在水声换能器、电声换能器、海洋探测与开发、微位移驱动、减振与防振、减噪与防噪系统、智能机翼、机器人、自动化、波动采油等高新技术领域有着广泛的应用。

本书主要作者在 2003 年出版的《超磁致伸缩材料制备与器件设计》中,主要论述了稀土超磁致伸缩材料、材料制备技术和器件设计。鉴于近年磁致伸缩材料与器件领域的研究不断深入,内容丰富,成果颇多,现在该书已不能满足磁致伸缩材料与器件领域的研究人员和工程技术人员的需要。因此,作者在该书的基础上,扩充了内容,并结合磁致伸缩材料与器件领域的近年研究成果,编写了《磁致伸缩材料与器件》一书。本书主要作者从 1990 年开始从事磁致伸缩材料与器件的研究工作,在国家自然科学基金委员会(批准号:59871030、50371025、50571034)、河北省自然科学基金委员会(批准号:501027、503055)、河北省高等学校博士科研基金等的资助下,对磁致伸缩原理、磁致伸缩材料特性及测试和磁致伸缩器件进行了深入的研究,取得了多项研究成果,本书的出版也是作者所取得的研究成果的概括和总结。本书较系统地介绍了磁致伸缩材料

与器件,全书共分9章,分别论述了磁致伸缩原理、磁致伸缩材料、合金相图与材料制备、磁致伸缩材料的测试技术、磁致伸缩材料的应用、磁致伸缩器件的设计、磁致伸缩器件的磁滞非线性建模、磁致伸缩致动器的控制系统及控制技术、磁致伸缩器件的测试技术等。

本书内容既有相关磁学的理论深度,又有器件设计与控制技术的实例。在磁致伸缩理论、合金系的磁晶各向异性、磁畴结构及其畴壁运动机制、合金相图和磁致伸缩器件的设计与控制及测试研究方面有所创新。作者的研究成果主要体现在本书的磁致伸缩材料磁化过程、合金相图、器件测试技术、器件模型与控制系统等章节中。书中部分内容反映了当前本学科国内外的最新研究成果。

本书由王博文教授(第1~5章)、曹淑瑛副教授(第7、8章)、黄文美副教授(第6、9章)撰写,全书由王博文教授统稿与审定。

本书的出版得到了河北省电磁场与电器可靠性省部共建国家重点实验室培育基地的资助,河北工业大学对于本书的出版给予了大力的支持,英国布莱顿大学的 Busbridge 博士提供了磁测试技术的部分资料和磁畴照片,作者还得到了冶金工业出版社的支持与鼓励,在此表示衷心的感谢。此外,书中选用了国内外一些磁致伸缩材料与器件工作者的研究成果,在此谨向这些作者表示诚挚的谢意。

作者期望本书的出版有助于推动磁致伸缩材料与器件在国内的研究、应用和发展,但由于水平有限,时间仓促,书中不妥之处,恳请读者不吝指正。

作 者

2008年1月于天津

目 录

1 磁致伸缩原理	1
1.1 磁致伸缩效应及其唯象理论	1
1.1.1 磁致伸缩效应	1
1.1.2 磁致伸缩的唯象理论	2
1.1.3 自发磁致伸缩的计算	6
1.2 磁致伸缩的微观理论	8
1.2.1 铁磁体的磁致伸缩起源	8
1.2.2 磁致伸缩的原子模型	11
1.2.3 磁致伸缩的单离子模型	13
1.3 磁致伸缩的影响因素	14
1.3.1 磁弹性能	15
1.3.2 温度对磁致伸缩的影响	17
1.3.3 合金成分对磁致伸缩的影响	18
参考文献	21
2 磁致伸缩材料	23
2.1 磁致伸缩材料的发展历程	23
2.2 铁基合金	26
2.2.1 铁-镓合金	26
2.2.2 铁-(铝,铍)合金	30
2.2.3 铁-镓-(铝,铍)合金	33
2.2.4 过渡金属及其氧化物	37
2.3 稀土金属与稀土-锌金属化合物	39
2.3.1 稀土金属及合金	39
2.3.2 稀土-锌金属化合物	44
2.4 稀土-铁二元金属化合物	48

· IV · 目 录

2.5 铽-镱-铁金属化合物	52
2.5.1 铽-镱-铁合金的结构与磁致伸缩	52
2.5.2 元素替代对铽-镱-铁合金的结构与 磁致伸缩的影响	56
2.5.3 $(\text{Tb}_{0.25}\text{Dy}_{0.65}\text{Pr}_{0.1})-\text{Fe}$ 合金的磁致伸缩	60
2.6 钐-(镱,镨)-铁合金的磁致伸缩	62
2.6.1 钐-镱-铁合金的磁致伸缩性能	63
2.6.2 钐-镨-铁合金的磁致伸缩性能	68
2.7 磁致伸缩薄膜材料	72
2.8 磁致伸缩复合材料	74
参考文献	82
3 合金相图与材料制备	87
3.1 合金相图	88
3.1.1 铁基合金相图	88
3.1.2 稀土-铁二元系合金相图	94
3.1.3 稀土三元系合金相图	101
3.1.4 稀土多元系合金相图	108
3.1.5 Sm-R-Fe-Co 四元系相图	112
3.2 磁致伸缩材料制备技术	121
3.2.1 布里吉曼法(Bridgman)	122
3.2.2 浮区法(float zone)	123
3.2.3 丘克拉尔斯基法(Czochralski)	128
3.2.4 烧结法	131
3.2.5 黏结法	134
3.2.6 氢化-歧化-脱氢法(HDD法)	136
3.3 薄膜磁致伸缩材料的制备技术	139
3.4 磁致伸缩材料的热处理	141
参考文献	146
4 磁致伸缩材料的测试技术	150
4.1 静态磁特性及电阻测试	150
4.1.1 磁致伸缩	150

4.1.2 磁感应强度	155
4.1.3 磁导率的测量	156
4.1.4 电阻的测量	157
4.2 动态磁性能测量	158
4.2.1 增量磁导率	158
4.2.2 动态磁致伸缩系数	160
4.2.3 柔顺系数	164
4.3 阻抗频率特性和磁机械耦合系数	165
4.3.1 阻抗频率特性	165
4.3.2 磁机械耦合系数	167
4.4 薄膜材料的磁致伸缩特性测试	171
参考文献	172
5 磁致伸缩材料的应用	174
5.1 磁致伸缩材料和压电陶瓷材料(PZT)的对比	174
5.2 磁致伸缩材料在磁(电) - 声换能器中的应用	176
5.2.1 水声换能器	176
5.2.2 大功率超声换能器	179
5.2.3 用于扬声器的磁致伸缩电声换能器	180
5.3 磁致伸缩材料在磁(电) - 机械致动器中的应用	181
5.3.1 精密致动器	181
5.3.2 大量程致动器	184
5.3.3 流量控制阀与燃料注入系统	186
5.4 磁致伸缩材料的其他应用	188
5.5 磁致伸缩薄膜材料的应用	193
5.5.1 器件原理	193
5.5.2 超声微马达	195
5.5.3 流体控制器	196
5.5.4 微型行走机械	197
参考文献	198
6 磁致伸缩器件的设计	200
6.1 器件的工作特点	200

6.2	器件的结构特点	202
6.2.1	器件的主要结构	202
6.2.2	器件设计的关键问题	203
6.3	器件的磁路结构设计	207
6.3.1	磁致伸缩棒的驱动方式	207
6.3.2	基于“路”的磁致伸缩棒中磁场的计算	209
6.3.3	基于“场”的磁致伸缩棒中磁场的计算	211
6.3.4	均匀磁场设计	215
6.3.5	电磁线圈的设计	217
6.4	器件的机械结构设计	220
6.4.1	预应力的确定	220
6.4.2	预压力的施加装置	222
6.5	器件的冷却系统	225
6.6	器件驱动电源的设计	227
6.6.1	直流电源的设计	228
6.6.2	交流驱动电源的设计	232
	参考文献	236
7	磁致伸缩器件的磁滞非线性模型	238
7.1	磁致伸缩器件的模型	238
7.2	磁致伸缩器件的磁滞非线性模型及参数辨识	241
7.2.1	磁致伸缩器件的磁滞非线性模型	242
7.2.2	基于混合遗传算法的磁滞模型参数辨识	259
7.3	计及涡流效应的磁致伸缩器件动态模型	279
7.3.1	基于电路的唯象动态模型	279
7.3.2	基于能量损耗的物理动态模型	288
	参考文献	294
8	磁致伸缩致动器的控制系统及控制技术	299
8.1	磁致伸缩致动器的控制	299
8.2	磁致伸缩致动器的控制系统与实验研究	302
8.2.1	致动器控制系统的设计	303
8.2.2	致动器系统的实验研究	313

8.2.3 致动器系统的线性动态模型	319
8.2.4 致动器系统的单参数模糊自整定 PID 控制	326
8.3 磁致伸缩致动器的磁滞非线性控制	340
8.3.1 基于 Preisach 逆模型的磁滞非线性控制	340
8.3.2 基于神经网络的磁滞非线性控制	347
参考文献	361
9 磁致伸缩器件的测试技术	364
9.1 磁致伸缩器件的主要性能参数	364
9.2 静态特性的测试	364
9.2.1 静态特性实验系统的组成	365
9.2.2 静态特性实验及结果分析	367
9.3 动态特性的测试	372
9.3.1 动态特性实验系统的组成	372
9.3.2 50 Hz 交流驱动时致动器的动态特性	373
9.3.3 交流驱动时致动器的输出力特性	376
9.3.4 不同频率交流驱动时应变的动态特性	379
9.4 器件的温控实验	383
9.5 虚拟仪器测试技术	385
9.5.1 虚拟仪器	385
9.5.2 基于虚拟仪器的综合实验平台	387
参考文献	391
附 录	392
附录 1 磁学的量及其单位换算因子	392
附录 2 稀土金属的物理性质	394
附录 3 元素周期表(插页)	
本书主要物理量符号、物理量名称、单位符号、单位名称对照表	395

1 磁致伸缩原理

1.1 磁致伸缩效应及其唯象理论

1.1.1 磁致伸缩效应

铁磁体在外磁场中磁化时,其长度及体积均发生变化,这个现象称为**磁致伸缩**或**磁致伸缩效应**。它是焦耳(J. P. Joule)在1842年发现的,故亦称**焦耳效应**。稍后,维拉里(E. Villari)又发现了**磁致伸缩的逆效应**,即铁磁体发生变形或受到应力的作用要引起材料的磁化状态发生变化的现象。磁致伸缩的逆效应也称为**铁磁体的压磁性现象**,表明铁磁体的形变与磁化有密切的关系。

铁磁体的磁致伸缩可分为两种,一种为**线磁致伸缩**,表现为铁磁体在磁化过程中具有线度的伸长或缩短,如图1-1所示。线磁致伸缩或线磁致伸缩系数通常用 λ 表示, $\lambda = \Delta l / l$,其中 l 为铁磁体的长度, Δl 为铁磁体长度 l 方向上的伸长量。当 $\lambda > 0$ 时,为**正线磁致伸缩**,它表示铁磁体沿磁场方向伸长,而垂直于磁场方向缩短;当 $\lambda < 0$ 时,为**负线磁致伸缩**,表示沿磁场方向缩短,在垂直于磁场方向伸长。

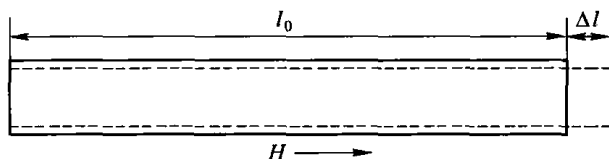


图 1-1 铁磁体的线磁致伸缩示意图

另一种为**体磁致伸缩**,表现为铁磁体在磁化过程中发生体积的膨胀或收缩。体磁致伸缩或体磁致伸缩系数用 ω 表示, $\omega = \Delta V / V$,其中 V 为铁磁体的原始体积, ΔV 为铁磁体磁化后的体积变化。当 $\omega > 0$ 时,为**正体磁致伸缩**,它表示铁磁体在磁化过程中发生膨胀;当 $\omega < 0$ 时,

为负体磁致伸缩,表示铁磁体在磁化过程中发生收缩。体磁致伸缩的量很小,所以 ω 可由应变张量 S 的分量表示^[1]:

$$\omega = S_{11} + S_{22} + S_{33} \quad (1-1)$$

由于铁磁体的体磁致伸缩通常很小,大量的研究工作和磁致伸缩材料的应用主要集中在线磁致伸缩领域,所以磁致伸缩一词常指线磁致伸缩。

铁磁体在外磁场的作用下,通过磁化导致磁致伸缩,引起物体的几何尺寸发生变化。反过来,通过对材料施加拉应力或压应力,也能引起铁磁体的磁化状态发生变化,这就是磁致伸缩的逆效应。

1.1.2 磁致伸缩的唯象理论

设坐标轴 x, y, z 与立方晶系的 $[100], [010], [001]$ 轴一致,则根据自由能极小原理和晶体的对称性,立方晶系单晶体的磁致伸缩的表达式为:

$$\begin{aligned} \lambda = & \lambda^a + (3/2)\lambda_{100}(\alpha_x^2\beta_x^2 + \alpha_y^2\beta_y^2 + \alpha_z^2\beta_z^2 - 1/3) \\ & + 3\lambda_{111}(\alpha_x\alpha_y\beta_x\beta_y + \alpha_y\alpha_z\beta_y\beta_z + \alpha_z\alpha_x\beta_z\beta_x) \end{aligned} \quad (1-2)$$

式中, $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ 表示磁化强度的方向余弦; $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ 表示测量方向的方向余弦; λ^a 为不随磁化强度方向变化的形变; λ_{100} 和 λ_{111} 分别为 $\langle 100 \rangle$ 和 $\langle 111 \rangle$ 方向的磁致伸缩。

对于磁致伸缩是各向同性的铁磁材料, $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda$,忽略不随磁化强度方向变化的形变 λ^a 时,式1-2可以简化为:

$$\lambda = (3/2)\lambda_s(\cos^2\theta - 1/3) \quad (1-3)$$

式中, θ 表示磁化方向与磁致伸缩测量方向之间的夹角,如图1-2所示; $\cos\theta = (\alpha_x\beta_x + \alpha_y\beta_y + \alpha_z\beta_z)$; λ_s 为饱和磁致伸缩。当 $\theta = 0^\circ$ 时, $\lambda = \lambda_s$,即是沿磁场方向的饱和磁致伸缩。式1-3适用于磁致伸缩为各向同性的材料。对于磁致伸缩为各向异性、但晶粒取向混乱的多晶材料,也可近似应用式1-3计算材料的磁致伸缩。但 λ 代表多晶体某一方向上的各个晶粒的磁致伸缩的平均值。图1-3为应用式1-3计算得到的镍多晶的饱和磁致伸缩与 θ 角之间的关系曲线,可见计算结果与实验值符合较好。

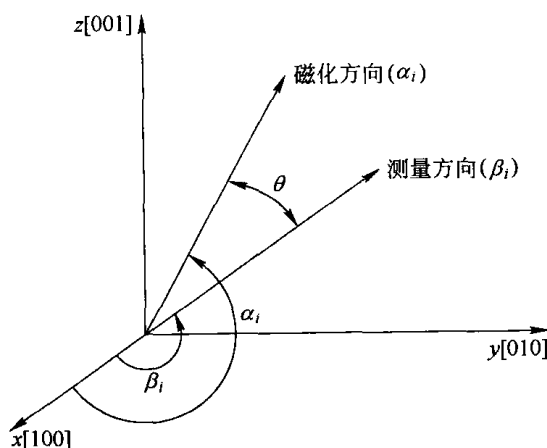
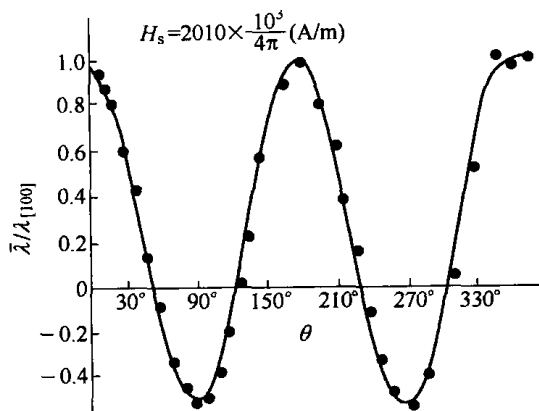


图 1-2 磁化方向与磁致伸缩测量方向之间的夹角

图 1-3 镍多晶的饱和磁致伸缩与 θ 角之间的关系曲线

忽略不随磁化强度方向变化的形变 λ^a 时,可以证明,多晶体的饱和磁致伸缩 λ_s 与其单晶体的磁致伸缩 λ_{100} 和 λ_{111} 具有如下关系:

$$\lambda_s \approx (2/5)\lambda_{100} + (3/5)\lambda_{111} \quad (1-4)$$

现证明如下。考虑多晶体的每一晶粒为一单晶体,每一晶粒的磁致伸缩测量方向与其磁化方向是一致的,即 $\alpha_i = \beta_i$ ($i = x, y, z$)。忽略不随磁化强度方向变化的形变 λ^a 时,由式 1-2 可知,每一晶粒的磁致伸缩可以表示为:

$$\lambda = (3/2)\lambda_{100}(\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4 - 1/3) + 3\lambda_{111}(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) \quad (1-5)$$

$$\text{因为:} \quad \alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2 = 1 \quad (1-6)$$

$$(\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2)^2 = (\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4) + 2(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) \quad (1-7)$$

$$\text{所以:} \quad (\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4) = 1 - 2(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) \quad (1-8)$$

将式 1-8 代入式 1-5, 得:

$$\lambda = \lambda_{100} + 3(\lambda_{111} - \lambda_{100})(\alpha_x^2\alpha_y^2 + \alpha_y^2\alpha_z^2 + \alpha_z^2\alpha_x^2) \quad (1-9)$$

将式 1-9 中的 $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ 用极坐标表示, $\alpha_x = \cos\phi\sin\theta, \alpha_y = \sin\phi\sin\theta, \alpha_z = \cos\theta$, 其中 $0 \leq \phi \leq 2\pi, 0 \leq \theta \leq \pi$, 并代入式 1-9, 得:

$$\lambda = \lambda_{100} + 3(\lambda_{111} - \lambda_{100})(\sin^4\theta\sin^2\phi\cos^2\phi + \sin^2\theta\cos^2\theta) \quad (1-10)$$

多晶体的饱和磁致伸缩 λ_s 是多晶体中整个区域 Ω 的各个晶粒在测量方向上的磁致伸缩的平均值, 因而:

$$\begin{aligned} \lambda_s &= [1/(4\pi)] \int \lambda d\Omega = [1/(4\pi)] \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \lambda \sin\theta d\theta d\phi \\ &= [1/(4\pi)] \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin\theta [\lambda_{100} + 3(\lambda_{111} - \lambda_{100}) \times \\ &\quad (\sin^4\theta\sin^2\phi\cos^2\phi + \sin^2\theta\cos^2\theta)] d\theta d\phi \\ &= (2/5)\lambda_{100} + (3/5)\lambda_{111} \end{aligned} \quad (1-11)$$

对于六角晶系的磁致伸缩, 如设坐标轴 x, y, z 与六角晶系的 a, b, c 轴一致, 则六角晶系单晶体的磁致伸缩为:

$$\begin{aligned} \lambda_s &= \lambda^{a1,0}(\beta_x^2 + \beta_y^2) + \lambda^{a2,0}\beta_z^2 + \\ &\quad \lambda^{a1,2}(\alpha_z^2 - 1/3)(\beta_x^2 + \beta_y^2) + \lambda^{a2,2}(\alpha_z^2 - 1/3)\beta_z^2 + \\ &\quad \lambda^{\gamma,2}[(1/2)(\alpha_x^2 - \alpha_y^2)(\beta_x^2 - \beta_y^2) + 2\alpha_x\alpha_y\beta_x\beta_y] + \\ &\quad 2\lambda^{\epsilon,2}(\beta_x\alpha_x + \beta_y\alpha_y)\beta_z\alpha_z \end{aligned} \quad (1-12)$$

式中, $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$ 为磁化强度的方向余弦; $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ 为测量方向的方向余弦。 $\lambda^{mi,n}$ 是单离子不可约磁弹性耦合常数, 它们的物理意义是: $\lambda^{a1,2}$ 表示基面的膨胀; $\lambda^{a2,2}$ 表示沿 c 轴的膨胀; 这两者并不改变圆柱的对称性。 $\lambda^{\gamma,2}$ 代表六角对称向菱形对称转变时的形变; $\lambda^{\epsilon,2}$ 代表 c 轴方向的剪应变; $\lambda^{a1,0}$ 和 $\lambda^{a2,0}$ 都是与磁化强度的方向无关, 只与反常热膨胀和交换磁致伸缩有关的形变。

许多研究者还根据能量极小原理对 $(\text{Tb}, \text{Dy})\text{Fe}_2$ 晶体的磁化过程和磁致伸缩进行了分析和计算。 Jiles 和 Thoenke^[2] 根据畴转模型给出的单晶磁致伸缩计算公式如下:

$$\Delta\lambda = \sum_{i,f=1}^8 \Delta\lambda_{i,f} \times P_i \quad (1-13)$$

其中

$$\begin{aligned} \Delta\lambda_{i,f} = & \frac{3}{2}\lambda_{111} \sum_{i,f=1}^8 (\cos^2\theta_{f,j} - \cos^2\theta_{i,j}) \cos^2\phi_j + \\ & 3\lambda_{111} \sum_{j=1}^8 (\cos^2\theta_{f,j}\cos^2\theta_{f,j+1} - \cos^2\theta_{i,j}\cos^2\theta_{i,j+1}) \cos^2\phi_j \cos^2\phi_{j+1} \end{aligned} \quad (1-14)$$

式中, $\Delta\lambda$ 为单晶体的磁致伸缩; $\Delta\lambda_{i,f}$ 为磁畴从初始角度 $\theta_{i,j}$ 转到最终角度 $\theta_{f,j}$ 所引起的磁致伸缩; P_i 为第 i 个磁畴的初始占有分数。应用式 1-13 和式 1-14 可计算 $\text{Tb}_{0.27}\text{Dy}_{0.73}\text{Fe}_2$ 化合物单晶体的磁致伸缩, 磁畴从不同的初始 $\langle 111 \rangle$ 方向转到 $[112]$ 方向诱发的磁致伸缩如图 1-4 所示。可见磁畴从初始的 $[11\bar{1}]$ 和 $[\bar{1}11]$ 方向转到 $[112]$ 方向所诱发的磁致伸缩最大, 达到 2190×10^{-6} 。

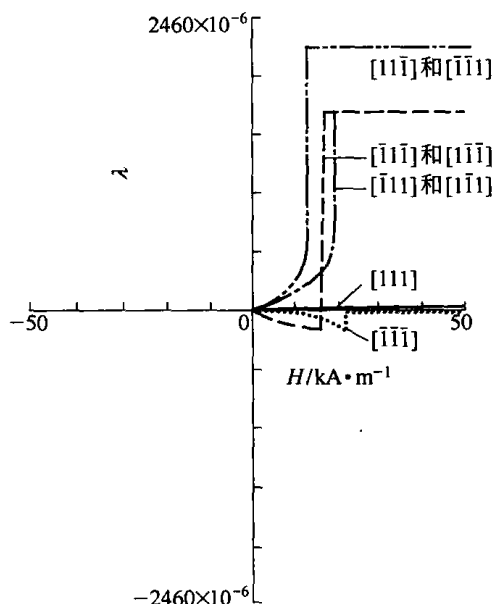


图 1-4 $\text{Tb}_{0.27}\text{Dy}_{0.73}\text{Fe}_2$ 单晶体的磁畴从不同的初始 $\langle 111 \rangle$ 方向转到 $[112]$ 方向诱发的磁致伸缩 (施加的磁场沿 $[112]$ 方向)

1.1.3 自发磁致伸缩的计算

铁磁体在居里温度以下要发生自发磁化,使晶体发生结构变化。对于在居里温度以上是立方晶系的铁磁性材料,自发磁化后由于其易磁化方向的不同,分别畸变为不同的晶格。当易磁化方向为 $\langle 100 \rangle$ 方向时畸变为四方晶格,易磁化方向为 $\langle 111 \rangle$ 方向时畸变为菱方晶格,易磁化方向为 $\langle 110 \rangle$ 方向时畸变为单斜晶格。当采用 X 射线衍射技术测试铁磁体的自发磁致伸缩时,铁磁体中的易磁化方向相当于磁场方向,晶面法向方向相当于自发磁致伸缩测量方向^[3,4]。

对于易磁化方向为 $\langle 100 \rangle$ 方向的铁磁体,自发磁致伸缩应变将导致铁磁体的晶格由立方畸变为四方。根据立方晶系单晶体的磁致伸缩的表达式 1-2 可以确定自发磁致伸缩 λ_{100} 与晶格参数之间的关系。设磁化方向为 $[001]$ 方向,式 1-2 中 $\alpha_x = \alpha_y = 0, \alpha_z = 1$; 当自发磁致伸缩的测量方向为 $[001]$ 方向时,式 1-2 中 $\beta_x = \beta_y = 0, \beta_z = 1$ 。则易磁化方向与测量方向平行的自发磁致伸缩 $\lambda_{//}$ 可表示为:

$$\begin{aligned}\lambda_{//} &= \lambda_{001,001} = (d_{001} - d_0)/d_0 \\ &= \lambda^\alpha + (3/2)\lambda_{100}(\alpha_x^2\beta_x^2 + \alpha_y^2\beta_y^2 + \alpha_z^2\beta_z^2 - 1/3) \\ &\quad + 3\lambda_{111}(\alpha_x\alpha_y\beta_x\beta_y + \alpha_y\alpha_z\beta_y\beta_z + \alpha_z\alpha_x\beta_z\beta_x) \\ &= \lambda^\alpha + (3/2)\lambda_{100}(1 - 1/3) \\ &= \lambda^\alpha + \lambda_{100}\end{aligned}\quad (1-15)$$

式中, d_0 和 d_{001} 分别为铁磁体晶格未发生畸变和 (001) 晶面发生畸变后的晶面间距。当自发磁致伸缩的测量方向为 $[100]$ 方向时,式 1-2 中 $\beta_x = 1, \beta_y = \beta_z = 0$ 。易磁化方向与测量方向垂直的自发磁致伸缩 $\lambda_{\perp}$ 为:

$$\begin{aligned}\lambda_{\perp} &= \lambda_{001,100} = (d_{100} - d_0)/d_0 \\ &= \lambda^\alpha + (3/2)\lambda_{100}(\alpha_x^2\beta_x^2 + \alpha_y^2\beta_y^2 + \alpha_z^2\beta_z^2 - 1/3) + \\ &\quad 3\lambda_{111}(\alpha_x\alpha_y\beta_x\beta_y + \alpha_y\alpha_z\beta_y\beta_z + \alpha_z\alpha_x\beta_z\beta_x) \\ &= \lambda^\alpha + (3/2)\lambda_{100}(-1/3) \\ &= \lambda^\alpha - (1/2)\lambda_{100}\end{aligned}\quad (1-16)$$

式中, d_{100} 为铁磁体晶格 (100) 晶面发生畸变后的晶面间距。因而,铁磁体晶格由于自发磁致伸缩发生的晶格畸变为:

$$\lambda_{//} - \lambda_{\perp} = (d_{001} - d_{100})/d_0 = \Delta d/d_0 = (3/2)\lambda_{100}$$

$$\lambda_{100} = (2/3)\Delta d/d_0 \quad (1-17)$$

对于易磁化方向为 $\langle 111 \rangle$ 方向的铁磁体, 自发磁致伸缩应变将导致铁磁体的晶格由立方畸变为菱方。根据立方晶系单晶体的磁致伸缩的表达式 1-2 可以确定自发磁致伸缩 λ_{111} 与晶面间距 d 之间的关系为:

$$\lambda_{111} = \Delta d/d_0 = \Delta\alpha \quad (1-18)$$

式中, $\Delta\alpha$ 为铁磁体晶格发生畸变后偏离 $\pi/2$ 的角度。根据铁磁体的自发磁致伸缩与晶格参数之间的关系, 通过 X 射线衍射技术可以确定铁磁体由自发磁致伸缩导致的晶格畸变 $\Delta d/d_0$, 或铁磁体晶格发生畸变后偏离 $\pi/2$ 的角度, 进而通过计算可以得到自发磁致伸缩的数值。

例如, 对于金属间化合物 TbFe_2 , 其易磁化方向为 $\langle 111 \rangle$ 方向, 自发磁化后畸变为菱方晶格。在 X 射线衍射谱线上, (110) 、 (220) 、 (330) 、 (440) 、 (310) 和 (620) 晶面反射峰都分裂为等强度的两个峰^[5], 由反射峰分裂的两个峰可以确定相应的衍射角 θ_1 和 θ_2 , 如图 1-5 所示。由自发磁致伸缩导致的晶格畸变 $\Delta d/d_0$ 可由下式确定:

$$\Delta d/d_0 = 1 - (\sin\theta_2/\sin\theta_1) \quad (1-19)$$

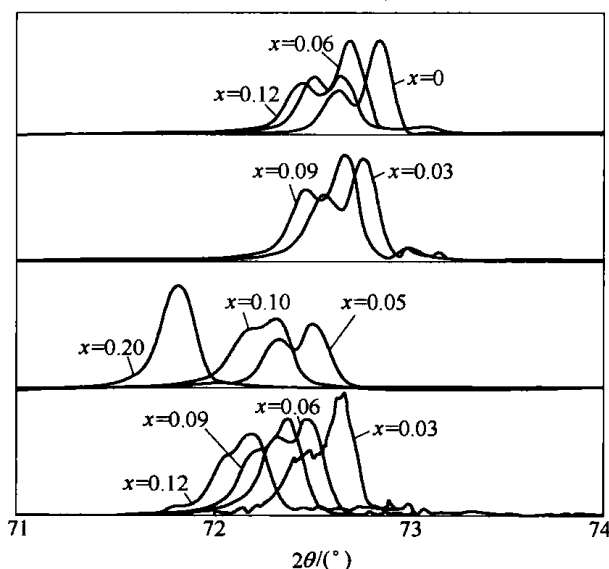


图 1-5 $\text{Tb}(\text{Fe}_{21-x}\text{T}_x)_2$ ($\text{T} = \text{Mn}, \text{Ga}$) 化合物在 $2\theta = 71^\circ \sim 74^\circ$ 的 X 射线衍射谱线