

- [ 7 ] 张仕国、江鉴,第九届全国半导体集成电路、硅材料论文集,西安,(1995),54.
- [ 8 ] E. Bauser, Thin Films Growth Techniques for Low Dimensional Structures, eds. by R. F. C. Farrow, S. S. P. Parkin, P. J. Dobson et al., Plenum, Mew York, (1987), 171.
- [ 9 ] Tokuzo Sukegawa, Masakazu Kimura and Akira Tanaka, *J. Cryst. Growth*, **108**(1991),598.
- [ 10 ] T. Sukegawa, M. Kimura and A. Tanaka, *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL - 10**(1989),20.
- [ 11 ] R. K. Smeltzer, *J. Electrochem. Soc.*, **122**(1975),1666.
- [ 12 ] B.J. Baliga, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED - 27**(1980),368,1168.
- [ 13 ] B.J. Baliga, *J. Electrochem. Soc.*, **127**(1980),1168.
- [ 14 ] S. H. Lee, S. Healy, T. Young and M. A. Green, *Mater. Lett.*, **9**(1990),53.
- [ 15 ] A. M. Barnett, D. H. Ford and R. H. Hall, Proceedings of 9th E. C. Photovoltaic Solar Energy Conference, Kluwer Academic, Dordrecht (1991), 679.
- [ 16 ] A. W. Blakers, J. H. Werner, E. Bauser et al., *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992),2752.
- [ 17 ] T. F. Cizek, T. H. Wang, R. W. Barrows et al., *J. Cryst. Growth*, **128**(1993),314.
- [ 18 ] F. H. Horn, *Phys. Rev.*, **97**(1955),1521;  
H.J. Queisser, *J. Appl. Phys.*, **32**(1961),1776.
- [ 19 ] A. Gruhle, H. K. Ibbel, U. König et al., *IEEE Electron Device Lett.*, **ED - 13**(1992),206.
- [ 20 ] G.L. Patton, J. H. Comfort, B. S. Meyerson et al., *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL - 11**(1990),171.
- [ 21 ] T. Tatsumi, H. Hirayama and N. Aizaki, *Appl. Phys. Lett.*, **52**(1988),859.
- [ 22 ] S. Luryi, T. P. Pearsall, J. Temkin et al., *IEEE Electron Device Lett.*, **EDL - 7**(1986),104.
- [ 23 ] J. S. Park, R. P. G. Karunasiri and K.L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **60**(1992),103.
- [ 24 ] N.L. Rowell, J. P. Noel, D. C. Houghton et al., *Appl. Phys. Lett.*, **58**(1991),957.
- [ 25 ] S. Satpathy, R. M. Martin and C. G. Van der Walle, *Phys. Rev. B*, **36**(1988),13237.
- [ 26 ] B. W. Dobson and J. Y. Tsao, *Appl. Phys. Lett.*, **51**(1981),1325.
- [ 27 ] D.J. Robbins, L. T. Canham, S.J. Barnett et al., *J. Appl. Phys.*, **71**(1992),1407.
- [ 28 ] J. M. Baribeau, T. E. Jackma, D. C. Houghton et al., *J. Appl. Phys.*, **63**(1988),5738.
- [ 29 ] H. M. Manasevit, I. S. Gergis and A. B. Jones, *J. Electron. Mater.*, **12**(1983),637.
- [ 30 ] E. H. Lee and M. A. Awail, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **67**(1986),259.
- [ 31 ] Y. Ohmachi, Y. Shinoda and S. Oku, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, **67**(1986),65.
- [ 32 ] H. P. Trah, *J. Cryst. Growth*, **102**(1990),175.
- [ 33 ] B. Y. Tsauer, M. W. Geis, J. C. C. Fan et al., *Appl. Phys. Lett.*, **38**(1981),779.
- [ 34 ] Y. Akasaka, *Microelectron. Eng.*, **8**(1988),219.

## 永磁材料的微粒取向和织构函数\*

高汝伟

(山东大学物理系,济南 250100)

**摘要** 以铁基稀土永磁材料为例,论述了由大量细微颗粒组成的磁性材料的性能与颗粒取向的关系,介绍了一些测定微粒取向的研究方法(例如,奇异点探测技术,剩余磁极化强度测试方法,退磁曲线方法以及X射线衍射技术等),简述了几种不同的表示微粒取向程度的织构函数,比较高斯分布函数的两种不同的表示方法。

**关键词** 永磁材料,晶粒取向,织构函数,高斯分布

\* 国家自然科学基金资助项目。

1995年9月20日收到初稿,1995年11月15日收到修改稿。

随着科学技术的发展和工业化水平的提高,人们对各种功能材料(包括金属、陶瓷、高分子和复合材料)的一些性能(力学、电学、磁学、光学、化学、生物等性能)提出了越来越高的要求.采用传统工艺制备的块状(体)材料,已经不能满足某些特殊的高标准要求,促使人们探索研究新材料.由大量细微颗粒组成的各种功能材料(例如磁性材料、电介质材料、半导体材料等),以其优异的性能和潜在的应用前景引起众多材料工作者的广泛注意,微粒尺寸向超细化方向发展,从微米( $\mu\text{m}$ )级发展到纳米( $\text{nm}$ )级,产生了纳米材料.这些超细微粒不仅具有独特的介观性质,而且由其组成的三维固体材料也具有不同于常规块状材料的特性.材料中微粒之间的相互作用和相对取向对材料性能的影响是一个重要的研究课题.本文以铁基稀土永磁材料为例,介绍一些磁性材料中细微颗粒取向程度的研究方法和几种不同形式的表示微粒取向程度的织构函数(取向分布函数),并对它们之间的关系及异同点进行评述.

## 1 微粒取向对材料性能的影响

许多功能材料(例如钕铁硼永磁和钕铁氮永磁等铁基稀土永磁材料)在晶体结构上具有单轴(四方、六角等)对称性,导致磁性能的单轴各向异性,其结晶对称轴就是易磁化方向.用不同工艺制取的各种铁基稀土永磁合金具有优异的永磁性能,其块状磁体都是由大量超细微粒(微米级甚至纳米级)组成的.磁体中各晶粒易磁化轴的相对取向程度对磁体性能影响很大.例如,磁体的剩余磁极化强度( $J_r$ )随着晶粒取向程度的加强而增加.关于矫顽力,Givord指出<sup>[1]</sup>,晶粒的混乱取向使Nd-Fe-B磁体的内禀矫顽力减小,而Otani<sup>[2]</sup>和高汝伟<sup>[3,4]</sup>等人的研究表明:晶粒的混乱取向使Nd-Fe-B磁体的内禀矫顽力增加;磁体的磁感矫顽力随着晶粒取向程度的增强先上升,后下降,在某一临界点取极大值;最大磁能积在临界点之前随着晶

粒取向程度的增强上升很快,在临界点之后基本趋于稳定值,随着晶粒取向程度的继续增强呈缓慢上升趋势变化.他们得出不同的结论可能是由于采用了不同的表示晶粒取向的织构函数和基于不同的矫顽力机理(见后面的讨论).显然,块状材料中微粒取向情况对材料性能有很大的影响,而选用合适的织构函数正确地描述晶粒取向程度对材料的物理性能及其机理的研究至关重要.

## 2 研究微粒取向的方法

采用X射线衍射技术确定晶体取向是最基本的研究方法,但是对于由大量细微颗粒组成的块状材料,要想精确测量所有晶粒的晶轴取向,需要仔细、严格地制备样品并取得非常多的衍射实验资料,实验测量和数据处理过程比较复杂.于是人们采用间接测量方法确定材料内的晶粒取向状况,即测量材料的有关宏观性能(例如磁性材料的某些磁性能)随晶粒取向程度的变化规律,根据它们之间的内在联系,确定适当的拟合函数(织构函数)描述材料内的晶粒取向分布状况.下面以铁基稀土永磁合金为例,介绍一些有关研究磁性材料内部晶粒取向的方法.

### 2.1 奇异点探测(singular point detection, SPD)技术

这个方法是由Asti等人提出并发展起来的,适用于测定具有单轴各向异性、相对于磁体取向织构( $Z$ )轴呈旋转对称性分布、并且相互作用可以忽略的磁性微粒的分布状况. Asti的研究指出<sup>[5,6]</sup>,当对磁体沿难磁化方向施加磁场磁化时,磁化( $M-H$ )曲线在 $H=H_K$ (各向异性场)处出现奇异现象,其二阶导数( $d^2M/dH^2$ )不连续,出现峰值,峰值位置不受晶粒尺寸及分布状况的影响,峰值振幅与易磁化方向垂直于磁场方向的晶粒的体积分数成正比.由实验测出 $d^2M/dH^2$ 的峰值,可以求出易磁化方向垂直于磁场方向的晶粒的体积分数,进而确定晶粒分布函数.设易( $c$ )轴与磁体织

构(  $Z$  )轴夹角为  $\theta$  的晶粒分布几率为  $P(\theta)$  , 施加的磁场  $H$  与磁体  $Z$  轴的夹角为  $\alpha$  , 用  $\theta$  表示晶粒的  $c$  轴在垂直于  $H$  方向的平面内的方位角, 则  $\theta$  ,  $\alpha$  ,  $\phi$  满足关系  $\cos \theta = \cos \alpha \sin \phi$  . 峰值振幅  $G(\alpha)$  可以表示为<sup>[5]</sup>

$$G(\alpha) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} P(\cos \theta) d\theta d\phi = \int_0^{\pi/2} P(\cos \alpha \sin \phi) d\phi \quad (1)$$

设  $P(\theta) = P(\cos \theta)$  具有  $\cos$  的级数解的形式:

$$P(\theta) = \sum_i b_i \cos^{2n_i} \theta \quad (2)$$

由实验测出峰值强度  $G(\alpha)$  , 将(2)式代入(1)式, 并利用归一化条件  $\int_0^{\pi/2} P(\cos \alpha \sin \phi) \sin \phi d\phi = 1$  确定拟合系数  $b_i$  , 从而求出织构函数的具体表达形式.

SPD 方法可以快速而准确地测定各向异性场, 求出晶粒分布函数, 但是需要很强的磁化场, 要求  $H > H_K$  , 对具有高各向异性场的 Nd - Fe - B 类铁基稀土永磁材料, 其实验条件难以实现.

## 2.2 剩余磁极化强度 $J_r$ 测量方法

Shtrikman 等人于 1960 年提出用测量铁磁粉末的剩余磁极化强度确定微粒取向程度的方法, 适用于测定具有单轴各向异性、相对于织构轴呈旋转对称性分布、相互作用可以忽略的单畴磁性微粒的分布状况. 将待测磁体安装在振动样品磁强计的转动支架上, 使其取向织构轴垂直于支架的转轴. 测量时首先把磁体沿织构轴方向饱和磁化, 去掉磁化场, 分别沿平行于磁场方向及垂直于磁场方向测量剩余磁极化强度  $J_p$  和  $J_t$  . 然后将磁体转动  $\alpha$  角, 重复上面的测量. Shtrikman 指出<sup>[7]</sup> ,  $J_p(\alpha)$  和  $J_t(\alpha)$  满足关系  $J_t(\alpha) = dJ_p(\alpha)/d\alpha$  及  $2 \int_0^{\pi/2} J_p(\alpha) \sin \alpha d\alpha = J_s$  , 因而具有勒让德多项式(Legendre polynomials)的形式, 从而推导出晶粒分布函数  $P(\theta)$  也

具有勒让德多项式的形式, 即

$$P(\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n} P_{2n}(\cos \theta) \quad (3)$$

其中系数  $A_{2n}$  根据实验数据由归一化条件

$$\int_0^{\pi/2} P(\alpha) \sin \alpha d\alpha = 1 \text{ 确定.}$$

这种方法要求磁体由单畴粒子组成. 转动退磁化过程决定磁体的剩磁  $J_r$  , 若畴壁位移退磁对  $J_r$  有影响, 对测量结果会产生一定的误差. Shtrikman 等人用此方法较好地解决了立方结构铁氧体和铝镍钴的晶粒取向问题.

## 2.3 退磁曲线(demagnetization curves, DMC)方法

Asti<sup>[6]</sup>和 Katter<sup>[8]</sup>等人对钕铁硼和钕铁氮永磁体的研究中, 采用 DMC 方法确定其织构函数. 他们认为, 磁体的退磁过程基本符合 Stoner-Wohlfarth 模型, 预先给出表示磁体晶粒取向的含有待定系数的织构函数  $P(\theta)$  , 根据一致转动磁化理论, 应用最小二乘方法计算的退磁( $J - H$ )曲线并与实际测量的磁体的退磁曲线相拟合, 以确定  $P(\theta)$  中的待定系数, 从而确定织构函数的具体表示形式并同时确定了各向异性常数  $K$ <sup>[6,8]</sup>.

## 2.4 剩磁比( $J_r/J_s$ )方法

Kawai<sup>[9]</sup> , 高汝伟<sup>[10]</sup>等人的研究指出, 忽略晶粒相互作用及表面软磁性晶粒的影响, 钕铁硼磁体从饱和磁化状态到剩磁状态的退磁过程主要是各晶粒磁矩在自身各向异性场的作用下, 从外磁场方向转回到各自的易磁化方向, 磁体的剩磁比等于各晶粒剩磁比的统计平均值, 可以采用(4)式<sup>[9]</sup>或(9)式<sup>[10]</sup>的形式表示:

$$\frac{J_r}{J_s} = \frac{\int_0^{\pi/2} P(\alpha) \sin \alpha \cos \alpha d\alpha}{\int_0^{\pi/2} P(\alpha) \sin \alpha d\alpha} \quad (4)$$

根据实验测量的剩磁比( $J_r/J_s$ ) , 由(4)式或(9)式计算出织构函数  $P(\theta)$  中的待定系数, 以最终确定  $P(\theta)$  .

上述 2, 3, 4 条方法基于相同的磁矩转动退

磁假设,没有考虑晶粒相互作用及少数软磁性表面晶粒在退磁状态下完全反磁化的影响,其测量精确度受到一定影响,但与用其他方法确定的  $P(\theta)$  基本符合很好<sup>[9]</sup>.

### 2.5 X射线衍射分析方法

许多学者采用 X 射线衍射方法分析永磁材料的晶粒取向,测试实验各有特色,分述如下:

Meisner 等人<sup>[11]</sup>以混乱取向粉末的衍射谱中各衍射峰强度  $I_{ref}$  为标准,采用最小二乘法计算各衍射峰的相对强度  $I_{calc}$  以及强度变化量

$I_{calc} = I_{calc} - I_{ref}$ ,然后测量不同取向磁体的衍射谱  $I_{meas}$ ,也以混乱取向粉末的衍射谱为标准求出相应的各衍射峰的强度变化  $I_{meas} = I_{meas} - I_{ref}$ ,用其总衍射强度的相对变化表示取向因子  $K$ <sup>[11]</sup>,

$$K = \frac{\sum (I_{meas})}{\sum (I_{calc})} \quad (5)$$

Kawai<sup>[9]</sup>和 Kim<sup>[12]</sup>等人用取向磁体的衍射峰强度与混乱取向粉末的衍射峰强度之比表示晶粒取向程度,并把其结果与剩磁比结合起来,应用(4)式确定磁体织构函数  $P(\theta)$  中的待定系数.

Zhou 等人<sup>[13]</sup>采用 X 射线极图分析技术 (X-ray pole figure technique) 研究磁体的晶粒取向.他们用不同磁体的 (006) 面衍射峰强度  $I_m$  和衍射峰强度下降二分之一时衍射角的变化量 (半峰宽)  $D_{0.5}$  表示晶粒取向程度,随着取向程度增强,  $I_m$  增加,  $D_{0.5}$  减小.

所有 X 射线衍射分析方法只能给出晶粒取向的有关信息,尚须与其他有关磁性测量结合起来才能严格确定织构函数.

## 3 织构函数的表示形式

用织构函数  $P(\theta)$  描述磁体中  $c$  轴与磁体织构 ( $z$ ) 轴夹角为  $\theta$  的晶粒分布几率,其数学描述主要有高斯分布函数和  $\cos$  的级数表示形式,分述如下:

### 3.1 “Gaussian distribution function”型高斯分布函数 (Gaussian distribution function)

### tion function)

许多研究者采用角度  $\theta$  的高斯函数形式表示晶粒取向分布<sup>[1,6,9,11,14,15]</sup>,权且称为“Gaussian”型高斯分布函数,即<sup>[11]</sup>

$$P(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right), \quad (0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}) \quad (6)$$

式中  $K$  为取向因子,以角度为单位表示,其取值由实验测量所得的剩磁比  $J_r/J_s$  的值及把(6)式

代入(4)式并满足中归一化条件  $\int_0^{\pi/2} P(\theta) \sin^2 \theta d\theta = 1$  来确定,平均偏离角  $\bar{\theta}$  (或  $\bar{\theta}^2$ ) 由(7)式确定<sup>[6]</sup>:

$$\bar{\theta}^2 = \frac{\int_0^{\pi/2} \theta^2 \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right) \sin^2 \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{2\sigma^2}\right) \sin^2 \theta d\theta} \quad (7)$$

### 3.2 “tan”型高斯分布函数

高汝伟等人以  $\tan \theta$  为变量表示磁体内的晶粒取向分布<sup>[3,10,16,17]</sup>,可称为“tan”型高斯分布函数,即

$$P(\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta}{2\sigma^2}\right), \quad (0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}) \quad (8)$$

式中表示晶粒取向程度的取向系数  $K$  是一个无量纲的纯数,其数值由磁体的剩磁比  $J_r/J_s$  并根据下式确定:

$$\frac{J_r}{J_s} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta}{2\sigma^2}\right) \cos^2 \theta d(\tan \theta), \quad (9)$$

从上式可知,剩磁比越高,  $K$  取值越小,晶粒取向程度越好.

### 3.3 cos 的级数表示形式

有些研究者采用  $\cos$  的级数(多项式)形式表示织构函数  $P(\theta)$ ,其具体的表示形式各不相同.

Asti 等人用  $\cos$  的偶次方多项式的形式表示  $P(\theta)$ <sup>[5,6]</sup>,如(2)式所示. Shtrikman 等人用  $\cos$  的偶次项勒让德多项式形式表示  $P(\theta)$ <sup>[7]</sup>,如(3)式所示,实际上与(2)式相同,也是  $\cos$  的

偶次方多项式. Christoph 等人用  $\cos$  的偶次方形式表示  $P(\theta)$  [18], 即

$$P(\theta) = (2n + 1) \cos^{2n} \theta, \quad (10)$$

式中织构因子  $n$  由垂直于及平行于磁体织构轴方向的磁导率之比确定 [18].

另外, Kim 等人用  $\cos^m$  表示织构函数  $P(\theta)$ , 其织构因子  $m$  由剩磁比按下式确定 [11]:

$$\frac{J_r}{J_s} = \frac{m+2}{m+1}, \text{ 对混乱取向磁体, } \frac{J_r}{J_s} = \frac{1}{2}, m =$$

$$0; \text{ 对理想取向磁体, } \frac{J_r}{J_s} = 1, m = \infty.$$

还有些作者采用其他方法表示晶粒取向, 例如 Miyajima 等人假设晶粒分布在相对于磁体织构轴半立体角为  $\theta$  的锥体内, 磁体的剩磁比与  $\theta$  的关系可表示为  $\frac{J_r}{J_s} = \frac{1}{2}(1 + \cos \theta)$  [19]. Martinek 等人用磁体在垂直于及平行于磁体织构轴方向饱和磁化后的剩磁比  $\frac{J_r}{J_r}$  或相应的磁导率之比表示晶粒取向程度 [14].

#### 4 讨论与比较

在晶粒取向的实验研究中, X 射线衍射分析方法不受磁体性质的限制, 但实验过程复杂, 且只能给出晶粒取向的有关信息, 尚须与磁测量结合方可确定织构函数. 磁测量方法须假设忽略晶粒相互作用, 剩磁测量方法还须假定磁体满足单畴粒子的一致转动退磁化条件. 实际磁体不严格满足这些条件, 其结果有一定近似性. 但是 SPD 方法和 DMC 方法的结果符合很好 [6], 从而证明用剩磁测量方法确定磁体的晶粒取向程度是可行的.

关于织构函数  $P(\theta)$  的表示形式, “tan”型高斯分布函数与  $\cos$  的偶次多项式表示形式的结果十分接近 [6], 但多项式形的织构函数待定系数多, 数学处理不方便; “tan”型高斯分布函数中, 取向因子  $\theta$  以角度单位表示, 与其平均值  $\bar{\theta}$  [(7) 式确定的  $\bar{\theta}$  值] 相差很大. 表 1 为根据 (4) 式、(7) 式计算的钕铁氮磁体的取向因子

和平均偏离角  $\bar{\theta}$  及其与剩磁比的关系 [15]. 另外 “tan”型高斯分布函数的归一化条件增加一权重因子  $\sin \theta$ , 与通常的高斯函数不对应.

表 1 Sm - Fe - N 磁体的剩磁比与“tan”型高斯分布的取向因子  $\theta$  及平均偏离角  $\bar{\theta}$  [15]

| 取向程度 | $\frac{J_r}{J_s}$ | $\theta$ (度) | $\bar{\theta}$ (度) | $\frac{J_r}{J_r}$ |
|------|-------------------|--------------|--------------------|-------------------|
| 混乱取向 | 0.5               |              | 61.2               | 1.00              |
| 一般取向 | 0.505             | 258          | 60.9               | 0.986             |
|      | 0.713             | 36.5         | 45.5               | 0.549             |
|      | 0.805             | 27.4         | 36.9               | 0.409             |
| 理想取向 | 1.00              | 0            | 0                  | 0                 |

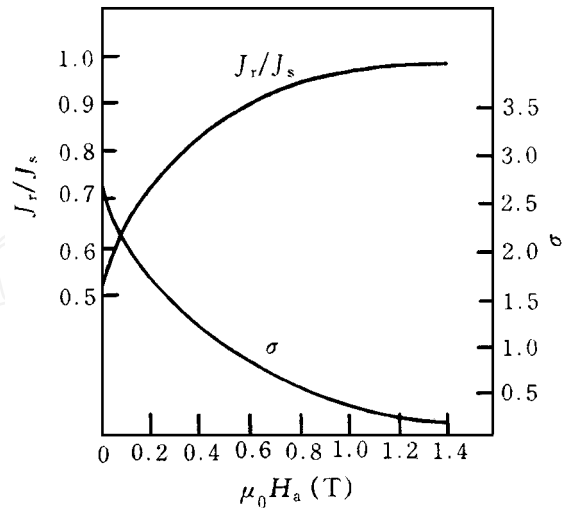


图 1 Nd - Fe - B 磁体的取向系数  $\sigma$  和剩磁比  $J_r/J_r$  与取向磁场  $\mu_0 H_a$  的关系 [17]

“tan”型高斯分布函数可简单、直观地反映晶粒取向分布状况. 图 1 为高汝伟等人得出的 Nd - Fe - B 磁体的取向分布系数  $\sigma$  和剩磁比  $J_r/J_r$  与取向磁场的关系曲线, 图 2 给出了不同取向系数  $\sigma$  的 Nd - Fe - B 磁体的织构函数  $P(\theta)$  曲线 [17]. 可以看出, 随着取向磁场的增强, 磁体的剩磁比增加, 取向系数  $\sigma$  减小, 晶粒取向集中, 分布曲线尖锐. 采用“tan”型高斯分布函数表示晶粒取向分布对剩磁和矫顽力的理论研究结果与实验符合很好 [3, 4, 17]. 另外, 若

作一变量代换,令  $\tan \theta = x$ ,则“ $\tan \theta$ ”型高斯分布函数与通常采用的高斯函数存在完全一致的对应关系,所以,“ $\tan \theta$ ”型高斯分布函数可以方便地用作表示晶粒取向的织构函数。

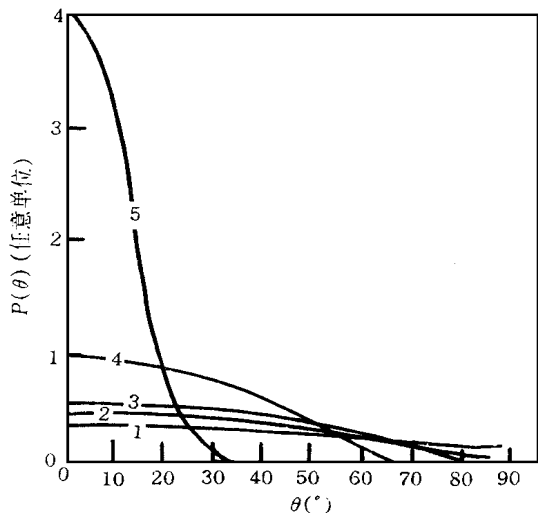


图2 不同取向 Nd - Fe - B 磁体晶粒分布曲线<sup>[17]</sup>

- 曲线 1 ——  $J_c/J_s = 0.50$ ,  $\theta = 3.05$  ;
- 曲线 2 ——  $J_c/J_s = 0.57$ ,  $\theta = 2.35$  ;
- 曲线 3 ——  $J_c/J_s = 0.66$ ,  $\theta = 1.70$  ;
- 曲线 4 ——  $J_c/J_s = 0.83$ ,  $\theta = 0.83$  ;
- 曲线 5 ——  $J_c/J_s = 0.98$ ,  $\theta = 0.20$

### 参 考 文 献

[ 1 ] D. Givord, P. Tenaud and T. Viadieu, *J. Magn. Magn. Mater.*, **72**(1988), 247.

[ 2 ] Y. Otani, H. Miyajima et al., *IEEE Trans. Magn.*, **Mag-26**(1990), 1742.

[ 3 ] Gao Ru Wei, Zhang De Heng et al., *J. Appl. Phys.*, **78**(1995), 1156.

[ 4 ] Cao Ru Wei et al., *Acta Metall. Sinica*, **7**(1994), 100.

[ 5 ] G. Asti, F. Bolzoni et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **83**(1990), 270.

[ 6 ] G. Asti, R. Cabassi et al., *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 6268.

[ 7 ] S. Shtrikman and D. Treves, *J. Appl. Phys.*, **31**(1960), 58s.

[ 8 ] M. Katter, J. Weaker et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **117**(1992), 419.

[ 9 ] T. Kawai et al., *J. Appl. Phys.*, **67**(1990), 4610.

[ 10 ] 高汝伟、姜寿亭、李华等, *物理学报*, **38**(1989), 439.

[ 11 ] G. P. Meisner and E. G. Brewer, *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 2659.

[ 12 ] A. S. Kim, F. E. Camp et al., *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 6265.

[ 13 ] Zhou S. Z. et al., *J. Appl. Phys.*, **72**(1992), 3534.

[ 14 ] G. Martinek and H. Kronmuller, *J. Magn. Magn. Mater.*, **86**(1990), 177.

[ 15 ] K. H. M. Uler et al., *IEEE Trans. Magn.*, **Mag-30**(1994), 586.

[ 16 ] Gao Ru Wei, Li Hua et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **95**(1991), 205.

[ 17 ] 高汝伟、李华、姜寿亭等, *科学通报*, **39**(1994), 312.

[ 18 ] V. Christoph and K. H. M. Uler, *J. Magn. Magn. Mater.*, **101**(1991), 323.

[ 19 ] H. Miyajima et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **104-107**(1992), 1117.

## 高温超导体混合态中与洛伦兹力无关的磁阻\*

袁松柳 周 健

(中国科学院等离子体物理研究所,合肥 230031)

**摘 要** 指出高温超导体混合态磁阻不是由洛伦兹力驱动磁通运动的机理所支配,并对一些与洛伦兹力无关的磁阻机理如序参数涨落、二维涨落、玻璃 - 液体相变、K-T 相变、约瑟夫森网络、涡旋饼及相滑移等作简单介绍和评鹭。

**关键词** 高温超导体,混合态磁阻,磁通运动

\* 国家超导中心资助项目。

1996 年 1 月 17 日收到初稿,1996 年 3 月 18 日收到修改稿。