

稀土铁硼 ($R_2Fe_{14}B$) 化合物的磁性¹⁾

黄美清

(中国科学技术大学物理系)

王震西

(中国科学院物理研究所)

1983年, Sagawa 等人宣布,他们用一般粉末冶金工艺研制成功具有优良磁性的 Nd-Fe-B 永磁体。这一发现展示了第三代稀土永磁材料研究和生产的美好前景,开辟了稀土-过渡金属-类金属三元或多元合金磁性研究的广阔领域。近几年来,国内外永磁领域广泛开展了对 $R_2Fe_{14}B$ 系列及其相应取代化合物 (Nd, Pr, Dy, Er)₂ (Fe, Co, Mn, M)₁₄ (B, Si, X) 的结构及磁性方面的研究工作 (M, X 为其他元素)。

本刊于1985年第10期刊登了何文望先生的文章^[1],对第三代稀土永磁材料及其进展作了详细的论述。本文将简要介绍 Nd-Fe-B 永磁体的一般特性,较详细地讨论 $R_2Fe_{14}B$ 化合物的结构及磁性。

一、Nd-Fe-B 永磁体简介

Sagawa 等人^[2]采用粉末冶金工艺研制成功成分为 $Nd_{15}Fe_{77}B_8$, 在室温下具有优良磁性的第三代稀土永磁材料。目前,此材料的磁性还在不断提高: $MH_c \approx 10-20$ kOe, $B_r \approx 13$ kG, $(BH)_{max} \approx 45$ MGOe^[3] (理论值为 65 MGOe)。Nd-Fe-B 永磁体同其他稀土永磁材料一样,也是具有复杂微结构的多相体系,主要磁性相是四方结构的 $Nd_2Fe_{14}B$, 此外还含有少量富 Nd、富 B 的弱磁性相。与 $SmCo_5$ 相似,它们分布在晶粒边界处使畴壁钉扎,从而获得相当大的矫顽力 H_c ^[4,5]。除采用粉末冶金工艺制备 Nd-Fe-B 永磁体外, Croat 等人^[6]采用快冷技术, H_c 约为 20 kOe, 热压成型后所得到的 Nd-Fe-B 永磁体的磁能积也可达 40 MGOe。C. S. Herget^[7] 利用还原扩散工艺也得到 29.8

MGOe 的永磁体。

磁性优良,原材料资源也十分丰富的 Nd-Fe-B 永磁体,对于室温下工作的器件,将有广阔的市场。但它的居里温度较低, 100—150°C 可算是它目前所能达到的上限使用温度。为此,人们正采用各种不同的取代方式,改善其特性。Co 取代 Fe 可以提高居里温度^[8]; Al, Mo 部分取代 Fe, 重稀土 (Dy, Tb, Ho) 部分取代 Nd, 可以提高 H_c ^[9]; 为进一步降低成本,可以采用 5Ce-Didymium (Nd-15% Pr-5% Ce), 这时 $(BH)_{max}$ 值也可达 40 MGOe^[9]。

二、 $R_2Fe_{14}B$ 的晶体结构及磁性

大多数的稀土元素均可以形成 $R_2Fe_{14}B$ 化合物,它们都具有四方晶系结构和相似的磁性。

1. 晶体结构

1984年以来,国际上已有三个研究小组分别独立地确定了 $Nd_2Fe_{14}B$ 的晶体结构^[10,11]。每个单胞中包含四个 $Nd_2Fe_{14}B$ 单元 (68 个原子), 空间群为四方 $P4_2/mnm$, 其单胞结构如图 1 所示。在室温下,单胞晶格常数 $a = b = 8.80$ Å, $c = 12.19$ Å。Nd 原子占有两种不同的晶位, Fe 原子占有六种不同的晶位, B 原子占有晶位。Givord^[11] 确定了原子间距,讨论了晶体结构与磁性的关系。他认为 B 原子是作为真正的第三元加入了晶格,组成了结构与六角相 Nd_2Fe_{17} 二元合金完全不同的四方相 $Nd_2Fe_{14}B$ 三元合金,大大改变了 Nd 原子的近邻状态,易磁化方向由基面转到了 c 轴方向,使 $Nd_2Fe_{14}B$

1) R 为稀土元素。

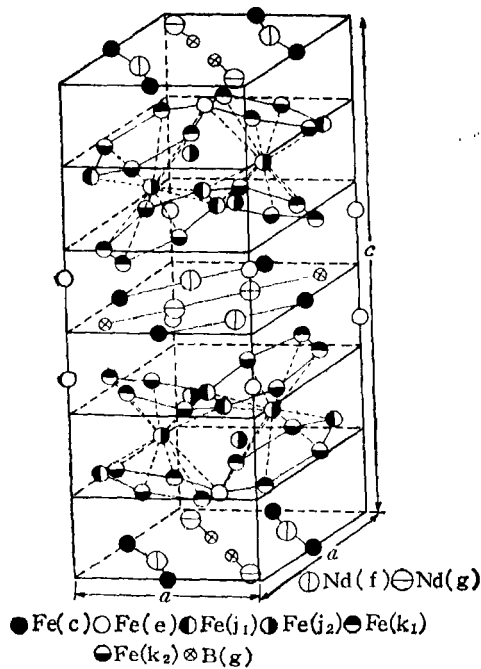


图1 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 结构的四方单胞^[10]

呈现出很强的单轴各向异性。四方相中 Fe 原子间交换作用的加强,使居里温度与 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ 相比有明显的提高 ($\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 的居里温度为 586 K, $\text{Nd}_2\text{Fe}_{17}$ 为 327 K)。

近年来,除 Nd 以外,其他稀土元素所组成的 $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 化合物(多晶或单晶)也相继问世。它们具有同 $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 一样的四方结构,晶格常

数随稀土原子半径减小而减小,见表 1 和表 2。

2. 磁特性

1983 年以来,在有关国际会议上已发表了不少关于 $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁性方面的文章,对于多晶和单晶样品,都得到类似的结果,只是 $\text{La}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, $\text{Lu}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 单晶和 $\text{Yb}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 样品尚未制备成功。表 1 和表 2 中分别列出了 Buschow^[12], Hirose 和 Sagawa 等人^[13]对 $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 多晶和单晶样品的晶格常数及磁性测量的结果。下面将分别介绍磁矩、居里温度、磁各向异性及自旋重取向等磁特性。

(1) 磁矩

R 为非磁性离子时 ($\text{R}=\text{Y}, \text{La}, \text{Lu}$), $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 总磁矩将完全归于 Fe 原子亚点阵的贡献,4.2K 时 Fe 原子的平均磁矩 $M_{\text{Fe}} \approx 2.20-2.24 \mu_{\text{B}}/\text{Fe}$, 此值与具有铁磁性的 bcc 金属铁的磁矩测量值 $2.20 \mu_{\text{B}}$ 很接近。由表 1 可见, $\text{Y}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 和 $\text{La}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 的 M_{Fe} 几乎相等。对于 $\text{Lu}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, 其数值较低,可以认为是由于 Fe 原子磁矩间的非共线耦合所致。如在 $\text{Lu}_2\text{Fe}_{17}$ 中,当温度 $T < 150\text{K}$ 时,借助中子衍射,可以观察到扇形的磁结构^[14]。与其他 $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 相比, $\text{Ce}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 磁矩较小,其原因可能是 Ce 在此为非磁性的四价离子(其他稀土离子为三价),多余电子可能转移到 Fe 原子的 3d 带,从而影响了 Fe 原子的平均

表 1 $\text{R}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ 多晶的结构及磁性^[12]

R	a (Å)	c (Å)	ρ_{Fe} (g/cm ³)	$\sigma(\text{Am}^2/\text{kg})^*$		M_s ($\mu_{\text{B}}/\text{f.u.}$)	M_{Fe} (μ_{B}/Fe)	M_{R} (μ_{B}/R)	gJ	T_{C} (K)	B_{A} (T)	α_j
				4.2K	300K							
Y	8.757	12.026	6.98	117	145	30.7	2.20	0	0	558	3-4	0
La	8.822	12.338	7.40	160	130	30.6	2.19	0	0	530	3-3	0
Ce	8.726	12.057	7.76	157	105	30.2	2.14	0	0	425	5-6	0
Pr	8.838	12.289	7.43	168	109	32.3	(2.2)	+0.8	3.2	565	29	-
Nd	8.792	12.177	7.62	180	120	34.8	(2.2)	+2.0	3.3	580	32	-
Sm	8.777	12.105	7.78	160	120	31.3	(2.2)	+0.3	0.7	616	40	+
Gd	8.780	12.075	7.90	90	77	17.8	(2.2)	-6.4	7.0	650	4-5	0
Tb	8.785	12.070	7.90	65	41	12.9	(2.2)	-8.9	9.0	620		-
Dy	8.757	11.990	8.07	55	44	11.0	(2.2)	-9.9	10.0	585	20	-
Ho	8.753	11.988	8.12	54	40	10.9	(2.2)	-10.0	10.0	565		-
Er	8.734	11.942	8.21	67	96	13.5	(2.2)	-8.7	9.0	550	26	+
Tm	8.728	11.928	8.26	88	114	17.8	(2.2)	-6.5	7.0	540	17	+
Lu	8.712	11.883	8.41	138	95	28.2	2.00	0	0	535	4-6	0

* 此处磁化强度 σ 分别为 1.8T 时室温测量值与 14T 时 4.2K 下的测量值。

表2 $R_2Fe_{14}B$ 单晶的结构及磁性^[13]

R	a (nm)	c (nm)	D_x (kg/m ³)	$I(T)$		$M_s(\mu_B/f \cdot \mu)$		M_R (μ_B)	g _J J	T_C	$H_A(kOe)$	
				4.2K	300K	4.2K	300K				4.2K	300K
Y	0.876	1.200	7.00	1.59	1.41	31.4	27.8	0	0	571	12	20
Ce	0.875	1.210	7.69	1.47	1.17	29.4	23.9	...	0	422	30	30
Pr	0.881	1.227	7.49	1.84	1.56	37.6	31.9	3.1	3.2	569	320	87
Nd	0.881	1.221	7.58	1.85	1.60	37.7	32.5	3.2	3.3	586	...	67
Sm	0.882	1.194	7.82	1.67	1.52	33.3	30.2	1.0	0.7	620
Gd	0.874	1.194	8.06	0.915	0.893	17.9	17.5	6.7	7.0	659	16	25
Tb	0.877	1.205	7.96	0.664	0.703	13.2	14.0	9.1	9.0	620	306	220
Dy	0.876	1.199	8.07	0.573	0.712	11.3	14.0	10.1	10.0	598	167	150
Ho	0.875	1.199	8.12	0.569*	0.807	11.2*	15.9	10.1	10.0	573	...	75
Er	0.875	1.199	8.16	0.655	0.899	12.9	17.7	9.3	9.0	551
Tm	0.874	1.194	8.23	0.925	1.15	18.1	22.6	6.7	7.0	549

* 4.2K 时沿 [001] 方向测量。

磁矩。

R 为磁性离子时, $R_2Fe_{14}B$ 总磁矩不仅与 Fe 原子亚点阵有关, 而且也与 R 离子亚点阵有关。由于 R-Fe 耦合强度及方式的差异, 磁矩呈现出不同形式的温度依赖关系。与 R-Fe, Co 二元合金相类似, 当 R 为轻稀土元素 (R = Pr, Nd, Sm 等) 时, R-Fe 磁矩平行耦合; R 为重稀土元素 (R = Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Lu 等) 时, R-Fe 磁矩接近于反平行耦合。这两种不同的耦合方式使总磁矩 M 随温度的变化曲线也呈现出两种不同的形式: 前一种为铁磁性, 后一种为亚铁磁性[图 2 (a), 2(b)]。在重稀土化合物中, R-Fe 磁矩相互抵消的程度与 R 磁矩及 R-Fe 耦合强度 [$\propto (g-1)^2 J \times (J+1)$] 有关, 磁矩在某些温度范围内出现了正的温度系数。由此启发我们, 用少量的重稀土如 Dy, Tb, Ho 去取代 Nd, 可以改善 Nd-Fe-B 永磁体的热稳定性。

为了估计在 $R_2Fe_{14}B$ 中稀土离子的磁矩 M_R , 可设 R-Fe 为共线耦合, 且考虑在各化合物中 M_{Fe} 均相同。再利用各化合物在 4.2 K 时饱和磁矩的测量值 M_s , 则 $M_R = \frac{1}{2} (M_s \pm 14 M_{Fe})$ (对重稀土, 取“+”号, 轻稀土取“-”号)。计算表明, M_R 与其三价离子基态的磁矩值 $g_J J$ 十分接近, 特别对于单晶样品符合更好。由于样品和测量方法的不同, 表 1 和表 2 中多晶和

物理

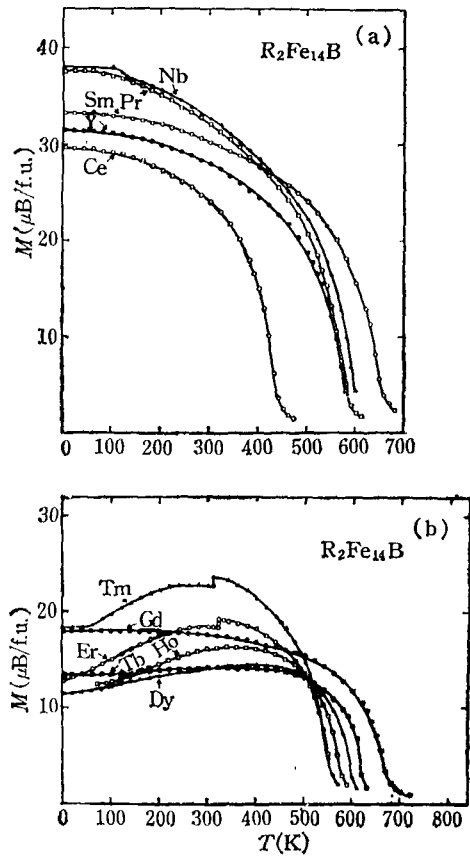


图2 $R_2Fe_{14}B$ 单晶磁化强度随温度的变化^[13]
(a) R = Y, Ce, Pr, Nd, Sm; (b) R = Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm 测量磁场 $H = 800kA/m$

单晶样品的磁矩测量值有所差异。Wallace 等人^[14]也对多晶样品进行了测量, 并由 Honda 作图法得出 M_s , 其某些值与单晶结果更为接近。

对于某些 M_R 与 g_J 值的偏离, Buschow 和 Wallace 等大都认为是由于稀土离子对磁晶各向异性的贡献较大, 与晶场劈裂相应, 晶场基态并不一定要与 R^{3+} 的最大磁矩相对应。

(2) 居里温度 T_C

R 为非磁性离子时, T_C 将主要取决于 Fe-Fe 原子间交换作用的强弱, 它们的数值很接近, 大约为纯铁 $T_C(1050K)$ 的一半。这种磁有序温度的下降在 $R_2Fe_{14}B$ 中也曾观察到, 它们都出于同一机制。Givord^[61] 指出, Fe 原子间磁矩平行排列时的最短原子间距为 2.44 \AA , Burzo^[27] 根据 $Nd_2Fe_{14}B$ 中 Fe 原子间最近邻距离, 分析了它们交换作用的各种情况, 指出仅 $Fe(j_1)-Fe(j_2)$, $Fe(j_1)-Fe(k_1)$ 原子间存在正的交换作用(磁矩平行排列), 而 $Fe(j_1)-Fe(j_1)$, $Fe(j_1)-Fe(k_2)$ 原子间为负的交换作用(磁矩反平行排列), 从而导致了较低的磁有序温度。Ce₂Fe₁₄B 的 T_C 最低, 这与 Ce 的价态变化有关。

R 为磁性离子时, 各化合物的 T_C 与 $Y_2Fe_{14}B$ 相比, 相差不很大, 这表明 Fe-Fe 交换作用是居于重要的地位。各化合物间 T_C 的差异则与 R-Fe 的交换作用有关。Buschow^[12] 借助于分子场理论, 考虑到 R-Fe 的影响, 计算了各 $R_2Fe_{14}B$ 的居里温度: $T_C = 265 + 10^2 \times \sqrt{7.02 + 0.495(g-1)^2 J(J+1)}$, 计算结果与实验值符合较好。

(3) 磁各向异性

图 3 和图 4 分别表示 $R_2Fe_{14}B$ 单晶在居里温度以下, 易磁化方向及磁晶各向异性场 H_A 随温度的变化。

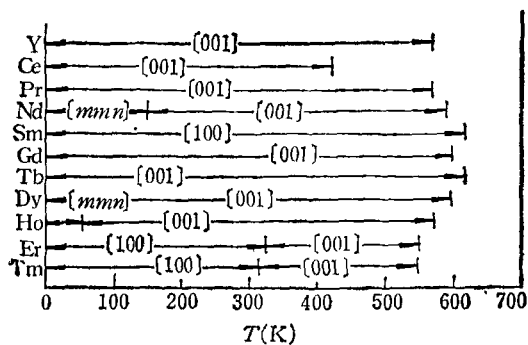


图 3 $R_2Fe_{14}B$ 的易磁化方向随温度的变化

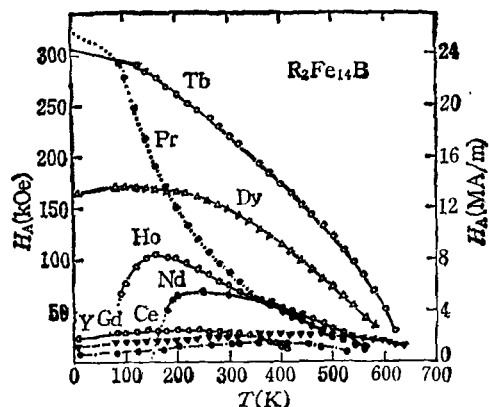


图 4 $R_2Fe_{14}B$ 单晶的磁晶各向异性场 H_A 随温度的变化 ($H = 1.5T$)^[12]

当 R 为非磁性离子 (Y, La, Ce, Lu) 或轨道角动量为零 (Gd) 时, 易磁化方向均为 c 轴 $[001]$ 方向, H_A 的数值也十分接近 ($La_2Fe_{14}B$, $Lu_2Fe_{14}B$ 的 H_A 值可参看表 1 中相应的 B_A 值)。可以认为, 这就代表了 Fe 原子亚点阵的磁各向异性场, 它们并不随温度上升而急骤下降。Hirose^[48] 认为, 一种可能性是由于不同晶位的 Fe 原子对整体磁晶各向异性显示出相反的贡献, 不同的热效应在某一温度范围内, 磁晶各向异性随温度升高而加强。Ce₂Fe₁₄B 的 H_A 值较 $Y_2Fe_{14}B$ 和 $Gd_2Fe_{14}B$ 大, 这可能是由于 Fe 原子亚点阵的磁各向异性对传导电子密度相当灵敏, 或是由于 Ce 并不完全处于四价状态。上述现象也可由 $K_{u1}-T$ 曲线 (图 5) 更明显地反映出来 (K_{u1} 为一级磁晶各向异性常数, $K_{u1} = \frac{1}{2} M_s H_A$)。

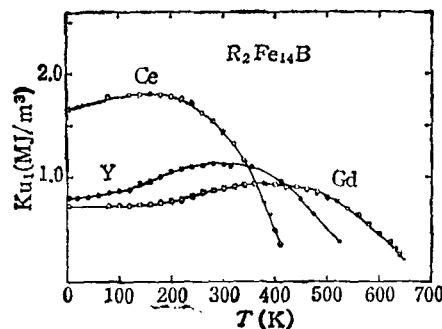


图 5 $Y_2Fe_{14}B$, $Ce_2Fe_{14}B$ 和 $Gd_2Fe_{14}B$ 的单轴各向异性常数随温度的变化^[12]

当 R 为磁性离子且轨道矩又不为零时, H_A 将不仅与 Fe 原子亚点阵有关, 而且 R 离子亚点阵的磁各向异性对 H_A 也起着重要的作用. 不同的 R, 磁晶各向异性的形式及其热效应也表现出不同的特性. R 为 Pr, Tb, Dy 时, $R_2Fe_{14}B$ 在全温度范围内呈现出很强的单轴各向异性, 稀土离子亚点阵大大加强了 Fe 原子亚点阵的单轴各向异性. 4.2K 时, $Pr_2Fe_{14}B$ 和 $Tb_2Fe_{14}B$ 的 H_A 可高达 300kOe. 随温度的升高, $Pr_2Fe_{14}B$ 的 H_A 急速下降, 而 $Tb_2Fe_{14}B$ 的 H_A 只是缓慢下降. Hirose 等人^[18]认为, H_A 不仅受晶场的影响, 而且也与 R-Fe 间交换作用有关, 由于 Pr-Fe 间交换作用较弱, Pr 亚点阵的磁矩随温度升高而降低要比 Tb 和 Dy 快得多, 从而引起 H_A 迅速下降. $Nd_2Fe_{14}B$ 和 $Ho_2Fe_{14}B$ 在一定温度范围内, 也具有单轴各向异性. 但当温度分别低于 150 K ($Nd_2Fe_{14}B$) 和 57.6 K ($Ho_2Fe_{14}B$) 时, 它们的易磁化方向开始偏离 c 轴, 在 (110) 平面内向 [110] 方向偏斜, 即出现自旋重新取向的现象, 并且 H_A 迅速减小. $Sm_2Fe_{14}B$ 在全温度范围内为平面各向异性, 易磁化方向在垂直于 c 轴的平面内, 位于 [100] 方向. $Er_2Fe_{14}B$ 和 $Tm_2Fe_{14}B$ 在一定的温度范围内, 也为平面各向异性, 易磁化轴在 [100] 方向. 随着温度升高, 稀土离子的平面各向异性降低要比 Fe 原子的单轴各向异性降低快得多, 大约在 320 K 左右, 后者将等于或大于前者, 即 Fe 原子亚点阵的单轴磁各向异性又占优势, 易磁化方向由 [100] 变到 [001], 出现了另一种形式的自旋重新取向的转变.

对于 $R_2Fe_{14}B$ 磁各向异性起因的理论分析工作也有不少报道^[12,19,20]. 由点电荷模型计算表明, 二级 Stevens 系数 α_2 的符号将决定易磁化轴的方向, $\alpha_2 < 0$, 易轴为 c 轴; $\alpha_2 > 0$, 易轴在垂直于 c 轴的平面内. 表 1 列出了各化合物相应的 α_2 符号, 上述结论与实验事实基本一致, 但不能解释自旋重新取向所引起的磁各向异性的变化. 如 $Nd_2Fe_{14}B$ 和 $Pr_2Fe_{14}B$ 的 α_2 都小于零, 但前者存在磁化矢量的偏斜现象, 而后者则没有. Boltich 和 Wallace^[19] 在进行晶场

计算时, 考虑到 Nd^{+3} , Ho^{+3} 的 4f 电子云具有小的四极矩, 充分强调了晶场四级项 $B_4^0O_4^0$ 的作用, 从而较完善地解释了上述现象. 不足的是他们所取的 $|B_4^0/B_2^0|$ 值比点电荷估计值高二到三个数量级, 实际上忽略了 $B_2^0O_2^0$ 和 $B_4^0O_4^0$ 的作用. 因此, 这方面的理论工作还有待于考虑晶场高次项 $B_4^0O_4^0$ 和 $B_6^0O_6^0$ 的影响, 同时借助于中子衍射的分析使之完善.

(4) 自旋重新取向 (Spin Reorientation)

如上所述, 在 $R_2Fe_{14}B$ 系列中, 存在两种不同类型的自旋重新取向的转变方式. $Nd_2Fe_{14}B$ 和 $Ho_2Fe_{14}B$ 属一类, 它们分别在 150 K 和 57.6 K 时开始出现自旋重新取向的转变. 随着温度的下降, 磁化矢量相对于 c 轴的偏斜角 $\Delta\theta$ 逐渐加大, 到 4.2K 时, $\Delta\theta$ 分别达到 29° 和 22° ^[13] [见图 6(a)]. $Er_2Fe_{14}B$ 和 $Tm_2Fe_{14}B$ 的自旋重新取向转变发生在一个相当窄的温度范围内^[13] [见图 6(b)]. 对于 $Er_2Fe_{14}B$, $T \sim 323K$; 对于 $Tm_2Fe_{14}B$, $T \sim 315K$. 此时它们的磁化矢量由 [100] 方向直接迅速地转到 [001] 方向.

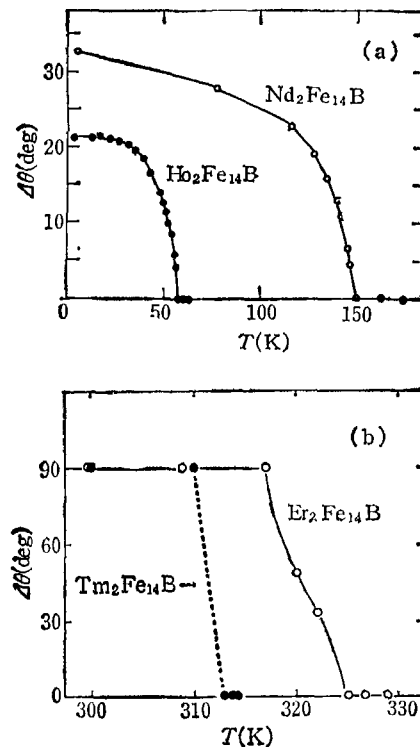


图 6 磁化强度方向与 c 轴夹角 $\Delta\theta$ 随温度的变化^[13]

与上述现象相对应, $M-T$ 曲线也在自旋重新取向转变温度附近出现了明显的跳跃(图2)。

人们可望 Nd-Fe-B 永磁体将在室温工作器件的领域中, 获得广泛的应用。Sm-Co 永磁, 特别是高 H_c 的 2:17 材料仍将用于微波管和其他高工作温度的器件。各种新型的稀土-过渡金属-类金属永磁材料将会不断涌现。

参 考 文 献

- [1] 何文望, 物理, 14-10(1985), 587.
 [2] M. Sagawa et al., *J. Appl. Phys.*, 55(1984), 2083.
 [3] K. S. V. L. Narasimhan, *J. Appl. Phys.*, 57 (1985), 4081.
 [4] K. Hiraga et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 24-1 (1985), L 30.
 [5] K. J. Strnat, Proc. International Conference on Rare Earth Development and Applications, Beijing 2 (1985), 872.
 [6] J. J. Croat et al., *J. Appl. Phys.*, 55 (1984), 2078.
 [7] C. S. Herget, Proc. 8th Int. Workshop on Rare Earth Magnets (ed K. Strnat), Univ. of Dayton, USA, (1985), 407.
 [8] M. Sagawa et al., *IEEE Trans. Magn.*, MAG-20 (1984), 1584.
 [9] M. Homma et al., In (7), (1985), 888.
 [10] J. F. Herbst et al., *Phys. Rev.*, B29(1984), 4176.
 [11] D. Givord et al., *Solid State Commun.*, 51(1984), 497.
 [12] S. Sinnema and K. H. J. Buschow et al., *J. Mag. Mag. Mat.*, 44(1984), 333.
 [13] S. Hirose et al., *J. Appl. Phys.*, 59 (1986) 873.
 [14] D. Givord et al., *C. R. Acad. Sci. (paris)* 274 (1972), 1166.
 [15] E. B. Boltich and W. E. Wallace et al., *J. Appl. Phys.*, 57(1985), 4106.
 [16] D. Givord et al., *IEEE Trans. Mag.*, MAG-10 (1974), 109.
 [17] E. Burzo et al., In [7] (1985), 771.
 [18] S. Hirose et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 24(1985), L803.
 [19] E. B. Boltich, W. E. Wallace, *Solid State Commun.*, 55 (1985), 529.
 [20] D. Givord et al., *Solid State Commun.*, 51(1984), 857.

第十一届国际液晶会议简讯

第十一届国际液晶会议于 1986 年 6 月 30 日至 7 月 4 日在美国加州大学柏克莱分校召开。参加会议共计 431 人。大会主席是美国麻省理工学院材料科学与工程中心主任 J. D. Litster 教授, 秘书是肯特州立大学液晶研究所的 M. A. Lee 教授。大会邀请了三名中国代表——清华大学谢毓章教授, 南京师范大学物理系液晶研究室的邵仁骥和中国科学院生物物理研究所谈曼琪出席。

会议期间, 国际液晶会议规划委员会把首届 Glenn H. Brown 奖授予目前在 IBM 实验室工作的 H. L. Ong (王协友)。该奖是为奖励最近三年内在液晶领域中的优异博士论文而设, 每两年授予一次。Ong 以 1984 年在 Brandeis 大学 R. B. Meyer 教授指导下完成的《液晶与电磁场的和均匀及非均匀表面的相互作用》博士论文获奖。

本届会议共收到论文 539 篇。内容涉及液晶结

构、理论、相变、铁电液晶、极性液晶, 蓝相, 液晶新材料, 聚合物液晶, 溶致液晶, 液晶宏观性质, 液晶微观性质, 液晶表面, 以及液晶的应用等方面。其中邀请报告共 15 篇, 包括沈元壤教授的《液晶非线性光学》和林磊教授的《碗形分子液晶》两篇报告。碗形分子液晶首先是在中国提出来的(见 1982 年第 3 期《物理》第 171 页), 并于去年在西欧成功地进行了合成。

本届会议中所提出的论文的特点是有比较丰富的物理内容。与此相比, 在日本举行的第八届会议中应用方面的论文占多数, 而在英国举行的第十届会议中, 则是化学方面的论文偏多。碗形分子液晶和液晶中的准晶体是此次液晶会议的新内容, 值得加以注意。

第十二届国际液晶会议将于 1988 年 8 月在西德 Freiburg 召开。凡希望能收到第十二届会议通知书的国内科技工作者请与大会筹备组或本文作者联系。

(林磊)