

磁性的宏观量子效应*

钟文定

(北京大学物理系, 北京 100871)

摘要 许多电子磁矩隧穿能垒便出现磁性的宏观量子效应. 本文简述其实验现象及应用前景, 着重讨论了纳米颗粒、稀土正铁氧体单晶、单层和多层薄膜以及块状材料的研究结果.

关键词 磁性的宏观量子隧道效应, 交界温度, 畴壁结, 磁约瑟夫森效应

1 概述

磁性的宏观量子效应是 1986 年后引起国际上特别关注的现象, 它是由许多电子的磁矩因隧道效应通过能垒, 导致磁化强度发生变化的效应. 在深入研究物质的运动形态时, 人们发现宏观世界的运动规律虽然与微观世界不同, 但是在某些情况下, 微观世界的一些特性, 可以在宏观尺度上表现出来, 这就是宏观量子现象. 例如, 库珀(Cooper)电子对的无阻力运动, 在宏观尺度上的表现便是超导; 库珀电子对无阻碍地通过绝缘层称为约瑟夫森效应, 它们都是宏观量子现象. 同理, 原子内的许多磁性电子(指 3d 和 4f 壳层中的电子), 以隧道效应的方式穿

透能垒, 导致磁化强度的变化, 称为磁性的宏观量子效应.

近年来, 实验技术的进步, 使研究对象由天然物质向人工设计的结构发展, 材料组成由单纯向复合化转变, 大小尺寸由微米向纳米过渡, 由此出现一系列不同寻常的特性. 在磁性物质中, 随着样品线度的减小, 磁性行为在常温和低温下, 都将发生重大的变化(如纳米晶软磁已成为最优异的软磁材料, 纳米晶永磁有可能成为最佳永磁材料), 特别是在极低温下($< 10\text{K}$), 发生经典到量子的转变, 表 1 扼要地记录了这些情况^[1]. 可见, 选择纳米量级的样品, 或者在同一样品内制造许多纳米量级的区域, 便有可能在极低温下观察到磁性的宏观量子效应.

表 1 样品线度对物质磁性行为的影响

样品状况	线度量级	磁性行为
大块晶体	$\sim 100\mu\text{m}$	正常的磁畴变化, 自旋波
薄膜、纳米晶软磁或永磁	$1\mu\text{m}-1\text{nm}$ (厚)	磁泡, 畴壁运动, 平均各向异性、弹性交换作用
集成技术制样	$\sim 20\text{nm}$	一块畴壁, 磁矩的涡旋运动
扫描隧道显微术制样	$\sim 10\text{nm}$	超顺磁性
生物磁体	$\sim 7\text{nm}$	} 量子隧道效应
原子团簇	$\sim 1\text{nm}$	

凝聚态物理的研究实践表明, 前沿课题的探索与材料科学密切相关. 因为这里不但有值得探讨的新现象, 还会诱发出新应用的设想. 磁性的宏观量子效应的发现, 不但提出了许多理论问题, 而且还有磁性量子元件——畴壁结^[2](domain wall junction)和量子计算机等应用设想(量子计算机是一种以量子力学方式运行的计算机, 有人指出^[3]: 该计算机的计算速度高

达 10^{20}bit/s 时, 硬件体积只有 1cm^3 ; 在 0.25K 的温度下, 能量耗损仅为 1mW).

由于已往的宏观量子现象(超导、超流等)多出现在输运性质方面, 现在在磁性方面也发现了宏观量子现象. 因此, 对它的研究, 除了技术上的意义以外, 还有拓展量子力学基础和建

* 1994 年 8 月 29 日收到初稿, 1995 年 7 月 25 日收到修改稿.

立量子磁化理论新学科的科学意义。

根据预测,运用磁宏观量子效应制成的元器件,不久的将来便会有重要的应用,下面从三个方面作些说明。

1.1 磁约瑟夫森元件

1994年,有人提出^[2],在畴壁结内,畴壁的运动方程完全与约瑟夫森结中电流的方程相似,只需把畴壁的位置坐标换成隧道电流的位相差。众所周知,在约瑟夫森结的两端加一恒定电压,便会产生交变的隧道电流(其频率 f 与电压 E 成正比, $f/E = 483.6\text{MHz}/\mu\text{V}$)。同理,在畴壁结上加一恒定磁场 H ,也会出现交变的磁化强度,其频率为 $\omega (= 2\pi f)$,振幅为 δM 。表2是理论上计算出的几组数据(表中 μ_B 为玻尔磁子)。由表2可见,恒定磁场愈小,交变磁化强度的振幅愈大,频率愈低。这种现象显然无法用传统的磁化理论加以解释。由于这种现象与超导的约瑟夫森效应相似,故称为磁约瑟夫森效应。表2的理论数据,一旦从实验上得到证实,其应用前景是非常广阔的。

表2 磁约瑟夫森效应的几组理论数据^[2]

$H(\text{Oe})$	2×10^{-5}	10^{-5}	7×10^{-7}	10^{-10}
$\omega(\text{s}^{-1})$	5×10^6	5×10^5	2×10^4	8
$\delta M(\mu_B)$	2600	7800	2×10^5	10^9

1.2 信息存贮

为了增加信息的存贮密度,近几十年来,存贮元件的尺寸不断减小^[4]。存贮1bit信息所需的原子数目,由1950年的约 10^{19} 个,减少到1990年的约 10^9 个,预计到2010年只需 10^3 个(相当于半径 10\AA 的颗粒)。元件体积的减小,将使元件内的磁化状态(信息)受到热运动干扰的概率增加。换句话说,元件体积愈小,存贮的信息愈容易受热运动的影响而失真。因而元件小型化、增加存贮密度受到限制。为了克服这一困难,常用的办法是保持元件在低温下工作。如果工作温度在几K以下,则某些元件磁化状态的改变,主要决定于磁宏观量子效应。这时,在上述同一尺寸(半径 10\AA)的元件内,存贮的信息可以保持30年(约 $9.5 \times 10^8\text{s}$)不变。可见,利

用磁宏观量子效应,不但可以界定微电子元件的极限尺寸,而且使信息存贮密度大大提高。

1.3 极低温下的磁性致冷

磁性致冷(机)的工作效率,在同等的条件下与工作物质的磁化强度的变化速率有关。温度愈低、变化速率愈小,因而对一般的工作物质十分不利。若采用磁宏观量子效应的工作物质,则当温度低于某一数值时(即下文所说的交界温度,约1—10K),磁化强度的变化速率与温度无关,有利于该工作物质在低温下的应用,即利用磁宏观量子效应可以提高磁性致冷的效率。

磁性的宏观量子效应,早在50年代末便有人根据实验现象作过推测^[5]。可是由于隧穿概率的计算没有解决,一直未受到足够的重视。直到1986—1988年,在解决了这一理论问题后^[6],才重新引起国际同行的重视(从1992年起美国和国际的磁学会议,开辟专题进行研讨;同年在北京的国际磁性材料物理研讨会上,也有这方面的特邀报告。1993年3月美国物理学会将磁宏观量子效应列为凝聚态物理的重点方向之一)。迄今已有一系列理论与实验方面的论文发表,理论上对反铁磁^[7]和铁磁^[8]小颗粒的隧穿概率以及交界温度(crossover temperature)等作了计算,同时讨论了半奇数自旋的隧道效应被抑制的问题^[9]。实验上使用极低温和高灵敏度的仪器,对粉碎后的马的脾脏(7.5nm的生物磁体)^[10]、 $\text{Tb}_{0.5}\text{Ce}_{0.5}\text{Fe}_2$ 和 FeC 等^[11]纳米颗粒、单层和多层非晶薄膜^[12]、块状化合物^[13]、无规磁体(random magnet)^[14]以及 CrO_2 磁带和 NiFe_2O_4 颗粒^[15]等的磁宏观量子效应进行了观测,下面略述其实验结果。

2 磁宏观量子效应的实验现象

观测磁宏观量子效应的条件,首先是具有磁场的极低温装置(0.01—50K),再加上振动样品磁强计或dc SQUID。后者的磁通噪声 $< 10^{-7}\phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ ($\phi_0 = 2.07 \times 10^{-15}\text{Wb}$,称为磁

通量子),这一分辨率可测量直径 15nm 的一个颗粒的磁性,相当于 10^5-10^6 个自旋磁矩的数值.

将实验上得到的现象与理论进行定性或定量的比较,以期得出规律性的认识,下面分述几方面的例子.

2.1 纳米颗粒的磁宏观量子效应^[10]

近来在铁朮(ferritin)颗粒上观测到的低温动态磁性,可解释为磁宏观量子效应.选择铁朮是因为其为生物磁体,分子式近似 $9\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$,晶体结构和磁性与反铁磁的赤铁矿($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$)相似,每一颗粒只有一个磁畴(单畴),有

利于揭示由磁矩方向改变引起的磁宏观量子效应.

图 1(a)和(b)是用马的脾脏粉碎后得到的大小相同的铁朮颗粒悬浮液(每一颗粒的内核为 7.5nm 直径的 $9\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$,外层为 2nm 厚的蛋白质),在极低温下的自发磁信号随频率的变化 $S(\omega)$,以及磁化率虚部的频谱 $\chi''(\omega)$.由图 1 可见, $S(\omega)$ 和 $\chi''(\omega)$ 在几乎相同的频率 $f_{\text{res}} = \omega_{\text{res}}/2\pi \approx 940\text{kHz}$ 下出现共振.另外还观测到,温度 $T < 200\text{mK}$ 时,共振频率基本不随温度改变,共振峰的高度却随温度的下降开始陡峭增大,然后趋于平缓.

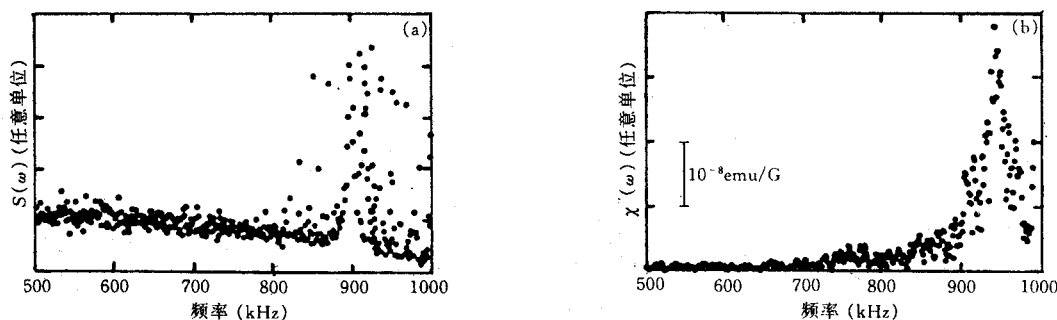


图 1 铁朮颗粒悬浮液

(a) 在 $T = 29.7\text{mK}$ 和 $B < 10^{-5}\text{G}$ 下的磁信号频率谱 $S(\omega)$;

(b) 在 $T = 29.5\text{mK}$ 和 $B_{\text{ac}} = 10^{-4}\text{G}$ 下的磁化率虚部随频率的变化 $\chi''(\omega)$

对图 1 的实验结果进行三方面的分析:

首先,根据铁朮的晶体结构,它具有单轴磁晶各向异性,就是说磁矩的方向“朝上”或“朝下”时,各向异性能量最小,两个最小之间有一能垒,图 2 为磁矩的能量随方向变化的示意图.如果铁朮颗粒内的所有磁矩,都由“朝上”态隧穿能垒到“朝下”态,或者反过来由“朝下”态到“朝上”态,则磁矩在两势阱之间振荡.按照磁宏观量子效应理论,振荡时间约为 10^{-6}s ,正好与观测到的共振频率 940kHz 相对应.另外, $S(\omega)$ 和 $\chi''(\omega)$ 的共振频率相同,说明这两个独立的实验出自同一机制,都是由铁朮颗粒内磁矩隧穿能垒的宏观量子效应引起的.

其次,按简单理论,磁化率虚部为

$$\begin{aligned} \chi''(\omega) &\simeq (\pi N \omega M_0^2 / 2k_B T) \delta(\omega - \omega_{\text{res}}) \\ &\equiv \chi_{\text{res}} \delta(\omega - \omega_{\text{res}}), \end{aligned} \quad (1)$$

式中 N 为颗粒的数目, M_0 为每一颗粒的磁矩, k_B 为玻耳兹曼常数:将实验上定出的 $N = 38000$, $\omega_{\text{res}} = 2\pi \times 940\text{kHz}$, 以及 $T < 200\text{mK}$ 时的 $\chi''(\omega) - 1/T$ 直线斜率 $T\chi_{\text{res}} \sim 0.9 \times 10^{-7} \text{emu} \cdot \text{K} \cdot \text{G}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 代入(1)式得出 $M_0 = 640\mu_B$.这一数值与直接测得的每一颗粒的磁矩 $217\mu_B$ 同一量级,说明由宏观量子效应求出的磁矩与通常的测量值是一致的.这里附带说明一下铁朮颗粒的磁矩来源:在上述尺寸(内核半径 7.5nm)的每一铁朮颗粒内,约含 4500 个自旋为 5/2 的 Fe^{3+} 离子,由于铁朮是反铁磁性的,故颗粒内部的自旋磁矩相互反平行而完全抵

消,只有表面上的没有抵消,所以直接测出为 $217\mu_B$,相当于 43 个 Fe^{3+} 的磁矩,约占 Fe^{3+} 离子总数的 1%.

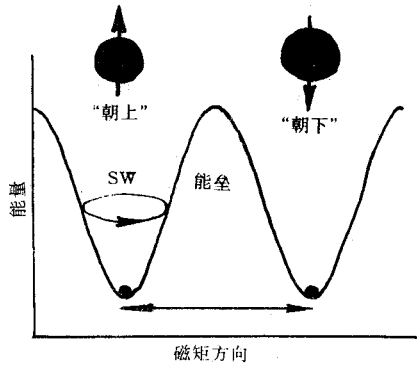


图2 单轴磁晶各向异性的能量随方向的变化 (SW表示自旋波)

再次,根据反铁磁颗粒的宏观量子效应的理论,得出交界温度 T_Q 和共振频率 ω_{res} 为^[7]

$$T_Q = (\mu_B/k_B)(K/\chi_{\perp})^{1/2}, \quad (2)$$

$$\omega_{res} \approx \omega_0 \exp[-(\chi_{\perp} K)^{1/2} V/\mu_B]. \quad (3)$$

式中 K 为磁晶各向异性常数, χ_{\perp} 为横向磁化率, ω_0 为微观特征频率 ($\sim 10^{10} s^{-1}$), V 为每个颗粒的体积(按半径 7.5nm 算出 $V \approx 22.1 \times 10^{-20} cm^3$). 前已提到,当 $T < 200mK$ 时, ω_{res} 基本不随 T 变化,故取 $T_Q = 200mK$. 于是由(2), (3)式便求出 $\chi_{\perp} \approx 5.2 \times 10^{-5} emu \cdot G^{-1} \cdot cm^{-3}$, 再利用反铁磁性唯象理论的关系式 $\chi_{\perp} \approx N_{spin} \mu_B^2/k_B T_N V$, 式中 N_{spin} 为一个颗粒内的 Fe^{3+} 离子数 (~ 4500). 由此算出 $T_N = 236K$, 与通常采用的 240K 非常接近.

2.2 稀土正铁氧体单晶的磁宏观量子效应^[16]

观测磁宏观量子效应的另一方法,是测量磁粘滞性.即在外磁场由 H_1 改变到 H_2 时,在 H_2 下观测磁化强度(或磁矩) M 随时间 t 的变化.这时,导致 M 随 t 变化的原因有几种,如样品内间隙原子的迁移、热激活(磁矩受到热运动的影响越过能垒)和磁宏观量子效应等.由于不

同机制引起的磁粘滞性的特点不同,因此研究它可验证磁宏观量子效应.

样品为 0.1097g 的正交晶系 $TbFeO_3$ 单晶体,其自发磁矩在 ac 平面内, Fe^{3+} 的磁矩相互成倾斜的反平行,故在 c 方向有一点投影,奈尔温度 $T_N = 650K$. Tb^{3+} 离子一般为顺磁性,约在 10K 时才出现反铁磁有序,在 3.1—1.5K 之间, Tb^{3+} 的磁矩完全相互抵消.因此在实验的温度下,单晶体的净磁矩只由 Fe^{3+} 产生,其方向与 c 一致.

若在 c 方向加上 $H_1 = 200e$ 的磁场,然后将磁场改变到 $H_2 = -200e$,并在 H_2 下测量 $M(t)$,其结果如图 3 所示.由图可见,不同温度下的 $M(t)$ 都遵从指数规律 $M(t) = M(t_0) \cdot \exp(-\Gamma t)$,于是由实验又可确定弛豫速率 Γ 随温度的变化.另外,按照磁粘滞性理论, Γ 由下式描述^[12,17]:

$$\Gamma = \omega \exp(-U(H)/k_B T^*(T)), \quad (4)$$

式中 ω 为尝试频率, $U(H)$ 为能垒的高度, $T^*(T)$ 为弛豫温度.如果磁矩的弛豫是由热激活越过能垒引起的,则 $T^*(T) = T$;如果弛豫是由宏观量子隧穿能垒引起的,则 $T^*(T) > T$.由热激活到量子隧穿交接处的温度,称为交界温度 T_Q .

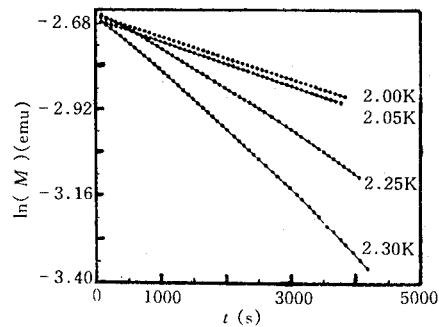


图3 $TbFeO_3$ 单晶体在不同温度下的磁矩随时间的变化

用(4)式与图 3 拟合,得出 $U/k_B = 37.8K$, $\ln \omega = 7.7$,并求出 $T^*(T)/T$ 随 T 的变化关系,如图 4 所示.可见,当 $T > 2.2K$ 时, T^*/T

~ 1 ; 当 $T < 2.2\text{K}$ 时, $T^*/T > 1$. 按(4)式的理解, 就是前者为热激活, 后者为量子隧穿, 交界温度 $T_Q = 2.2\text{K}$.

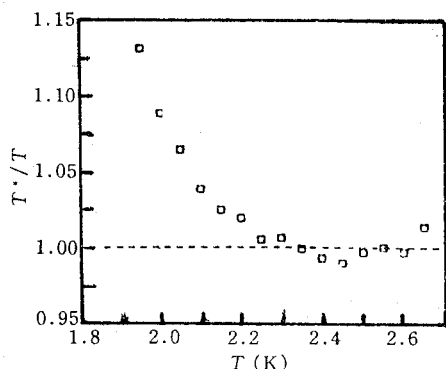


图4 样品同图3, 弛豫温度 T^* 随 T 的变化

将其他方法测出的 TbFeO_3 单晶的磁晶各向异性常数 $K = 1.15 \times 10^5 \text{erg} \cdot \text{cm}^{-3}$ 和横向磁化率 $\chi_{\perp} = 10^{-4}$ 代入(2)式, 算得 $T_Q = 2.27\text{K}$, 与上述实验值 2.2K 符合得很好. 以上分析表明, TbFeO_3 单晶在 $T < 2.2\text{K}$ 下的磁矩变化, 是磁宏观量子效应引起的.

2.3 单层和多层非晶薄膜以及无规磁体中的磁宏观量子效应^[12, 14]

若(4)式的能垒 U 为分布函数 $f(U)$, 且 $f(U)$ 的一次微商等于零, 可证明^[18]

$$M(t) = M_1 - S \ln t, \quad (5)$$

式中 M_1 为常数, S 为磁粘滞性系数. 有一种理论认为^[12, 19], S 与温度的关系反映了两种范畴的磁化和反磁化行为: (1) 若 S 随温度发生变化, 则 M 的变化属于经典的热激活范畴. 这时的 $S = S_T \propto T$; 当 $T \rightarrow 0$ 时, $S_T \rightarrow 0$. (2) 若 S 与温度无关, 则 M 的变化是由宏观量子效应引起的. 这时的 $S = S_Q \approx \text{常数}$; 当 $T \rightarrow 0$ 时, $S_Q \neq 0$. 以上情况如图5所示. 所以, 研究 $S(T)$ 不仅能判断何种范畴的磁性行为, 还能从线段的交接处确定交界温度(前面在讨论铁氧体时, 取其 $T_Q = 200\text{mK}$, 就是因为 $T < 200\text{mK}$ 时, ω_{res} 与 T 无关). 现有的一类实验, 都从这一角度来证实磁宏观量子效应.

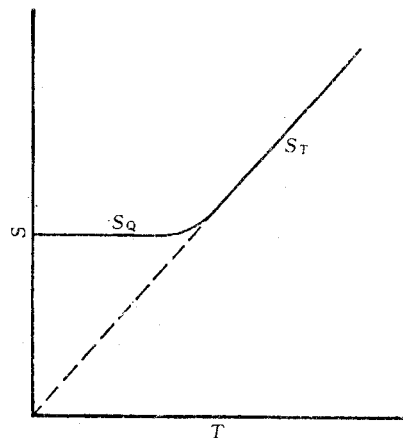


图5 磁粘滞性系数 $S(T)$ 的理论图解 (S_T 代表热激活范畴, S_Q 代表量子隧穿范畴)

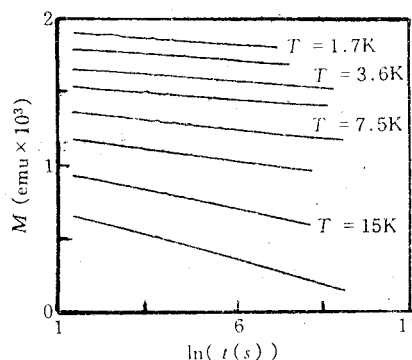


图6 Sm-Co 多层薄膜的磁矩随时间的变化

图6为不同温度下, 测得的 Sm-Co 多层膜的 $M(t)$, 可见线段与(5)式完全一致. 由图6的直线斜率定出 $S(T)$, 见图7. 显然, $S(T)$ 曲线分成两段: $T > 3\text{K}$ 时, $S \propto T$, 并外推得零 ($T \rightarrow 0, S_T \rightarrow 0$); $T < 3\text{K}$, $S = \text{常数}$, 外推不为零 ($T \rightarrow 0, S_Q \neq 0$). 就是说前者为热激活范畴, 后者为量子隧穿范畴, 交界温度 $T_Q \approx 3\text{K}$, 与磁宏观量子效应的理论估计值 1K 大致相符.

图6, 7的特征在其他多层膜中也存在, 它们的 T_Q 都只是几K左右, 并与理论估算值一致. 可是最近在 Tb-Mo 多层膜中^[20], 用同样方法得到的 T_Q 为 20K , 成为迄今最高的数值, 无法用现有理论加以解释.

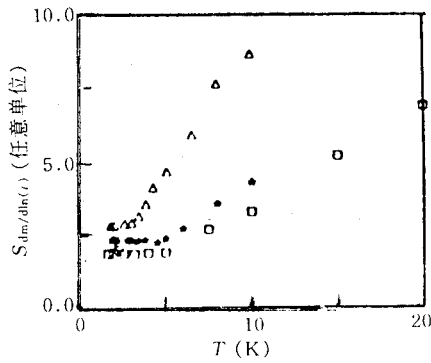


图7 磁粘滞性系数 S 随温度的变化
(\triangle 为 Sm-Co; * 为 Sm-Fe; \square 为 Tb-Fe)

观测 $S(T)$, 从而推算出发生热激活或磁宏观量子效应的体积 V , 再与其他方法测得的结果进行比较, 也是论证磁宏观量子效应的方法. 因为按磁粘滞性理论^[14], 涨落场 $H_f = S/\chi_{irr}$, $V \approx 1.2k_B T/H_f M_s$, χ_{irr} ——不逆磁化率, M_s ——饱和磁化强度. 所以, 测量 S 和 χ_{irr} 便能算出 V . 用此方法观测了 $(Gd_{1-x}Tb_x)_2Cu$ 无规磁体的 $V(T)$ ^[14], 得出 $V(1.7K) \sim 900\text{\AA}^3$ (Tb_2Cu), 与 X 射线和中子衍射确定的该样品的铁磁相干体积一致. 考虑到 Tb_2Cu 的 $T_Q = 4K$, 故在这一体积内发生了宏观量子效应.

2.4 块状铁磁化合物的磁宏观量子现象^[13, 18]

前面谈到, 早在 50 年代末, 便有人对磁宏观量子效应作过推测, 但未引起重视. 到了 80 年代末, 国际上对这一效应特别关注, 其原因除了理论上的进展以外, 还因为当时在块状铁磁体中, 观测到了低温下的反常磁性, 如矫顽力随温度改变有一峰值, 退磁曲线在交界温度以下出现明显的台阶, 磁化强度随时间的变化在低于某一温度后不受温度的影响等. 那时虽然认为这些反常特性可能与畴壁的量子力学运动相联系, 但由于块状样品内的畴壁数目很多, 情况复杂而无法作出定量分析. 下面对两种样品的反常特性, 虽有进一步的解释, 但仍不彻底.

图 8 为 $SmCo_{3.5}Cu_{1.5}$ 单晶体 (0.2089g) 在不同温度下的退磁曲线, 可见在 2.1K 时出现

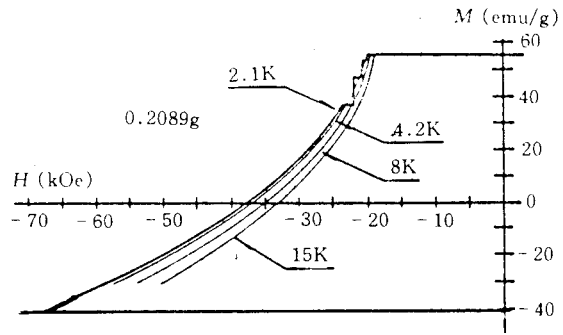


图8 $SmCo_{3.5}Cu_{1.5}$ 单晶在不同温度下的退磁曲线

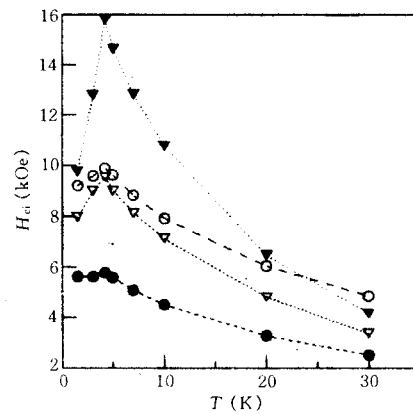


图9 $R(Fe_{1-x}Ga_x)_2$ ($R = Tb, Dy$) 多晶的矫顽力随温度的变化

$[Tb(Fe_{0.7}Ga_{0.3})_2]$: \circ ; $Dy(Fe_{1-x}Ga_x)_2$:
● $x = 0.05$, ∇ $x = 0.10$, \blacktriangledown $x = 0.30$

台阶, 4.2K 以上台阶消失. 图 9 为 $R(Fe_{1-x}Ga_x)_2$ ($R = Tb, Dy$) 化合物多晶体的矫顽力 H_{ci} 随温度的变化, 可见不同成分的 $H_{ci}(T)$, 几乎都在 3K 附近有一峰值. 针对这些现象, 钟文定等提出了看法并推导出 H_{ci} 的公式^[18], 指出 H_{ci} 峰值两边的线段, 分别属于不同范畴的磁性行为, 左边的低温段 ($T < 4.2K$) 是磁宏观量子效应引起的, 右边的高温段 ($T > 4.2K$) 是畴壁的热激活移动引起的, 它们依次由下式描述:

$$\ln H_{ci} = \text{const} - 15 \ln(1 - \alpha T^{3/2}) \quad (T < 4.2K), \quad (6)$$

$$(H_{ci}/H_0)^{1/2} = 1 - [81k_B T/4bF]^{2/3} \quad (T > 4.2K), \quad (7)$$

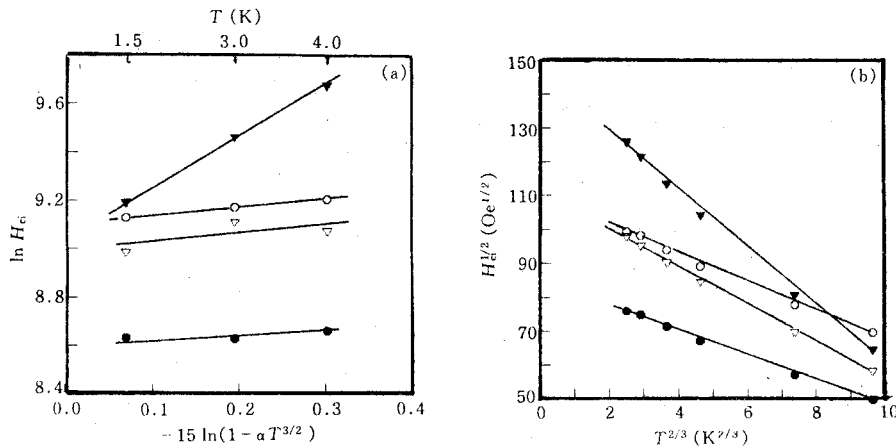


图10 用不同范畴的磁性行为说明图9

(a)磁宏观量子效应,(6)式与实验比较;(b)经典热激活,(7)式与实验比较;

[Tb(Fe_{0.7}Ga_{0.3})₂:○;Dy(Fe_{1-x}Ga_x)₂:● x=0.05,▽ x=0.10,▼ x=0.30]

式中: α, b, F 为常数, H_0 为 0K 时的 H_{ci} . (6), (7)式与实验的比较, 见图 10(a) 和 (b). 由图可见, 两者符合很好.

文献[18]根据磁宏观量子现象的量子形核机制, 估算出 $Dy(Fe_{1-x}Ga_x)_2$ 的交界温度 $T_Q = 2.21-3.03K$, 量子形核体积 $V_a = 708-2708\text{\AA}^3$. 前者与实验值 3K 基本符合, 后者表明形核线度相当于 1-2 倍晶格常数 ($a = 7.330\text{\AA}$). 在这样小的体积内形核, 使样品在某一段磁场范围反磁化时, 其磁化强度不随外磁场变化. 这就是图 8 的退磁曲线在 2.1K 下出现台阶的原因. 随着温度的升高, 磁性行为由量子隧穿向经典热激活转变, 因而退磁曲线没有台阶.

3 结语

磁性的宏观量子效应是非常重要的并有广阔应用前景的磁性新现象. 在探索该现象的过程中, 理论起了突破性的作用, 有些问题仍在深入, 有兴趣者可参阅长篇评述论文^[21]. 有关的实验与理论的最新进展见 1994 年 8 月 ICM 会议文集^[22]. 另外, 对本文第二部分某些实验现

象的解释, 少数人持有不同看法^[23], 这里从略.

参 考 文 献

- [1] D. D. Awschalom, D. P. Divincenzo and J. F. Smyth, *Science*, **258**(1992), 414.
- [2] L. Gunther and B. Barbara, *Phys. Rev. B*, **49**(1994), 3926;
H. B. Braun and D. Loss, *J. Appl. Phys.*, **76** - 10 (1994), 6177.
- [3] P. Stamp, *Nature*, **359**(1992), 365.
- [4] L. Gunther, *Phys. World*, No. 12(1990), 28.
- [5] Q. P. Bean and J. D. Livingston, *J. Appl. Phys.*, **30** (1959), 1205;
L. Weil, *J. Chem. Phys.*, **51**(1954), 715.
- [6] E. M. Chudnovsky and L. Gunther, *Phys. Rev. Lett.*, **60** (1988), 661;
M.ENZ and R. Schilling, *J. Phys. C*, **19**(1986), L711.
- [7] B. Barbara and E. M. Chudnovsky, *Phys. Lett. A*, **145** (1990), 205.
- [8] A. Garg and G. - H. Kim, *Phys. Rev. B*, **45**(1992), 12921;
E. M. Chudnovsky, O. Iglesias and P. Stamp, *Phys. Rev. B*, **46**(1992), 5392.
- [9] D. Loss, D. P. Divincenzo and G. Grinstein, *Phys. Rev. Lett.*, **69**(1992), 3232;
J. von Delft and C. L. Henley, *ibid*, 3236.
- [10] D. D. Awschalom, J. F. Smyth, G. Grinstein et al., *Phys.*

- Rev. Lett.*, **68**(1992), 3092.
- [11] B. Barbara, C. Paulsen and M. Uehara, *J. Appl. Phys.*, **73**(1993), 6703.
- [12] J. Tejada, X. X. Zhang and LI. Balcells, *J. Appl. Phys.*, **73**(1993), 6709;
E. M. Chudnovsky, *ibid*, **73**(1993), 6697.
- [13] M. Uehara, B. Barbara et al., *Phys. Lett. A*, **114**(1986), 23;
W. D. Zhong et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **74**(1988), 39.
- [14] J. I. Arnaud et al., *Phys. Rev. B*, **47**(1993), 11924.
- [15] X. X. Zhang et al., *J. Appl. Phys.*, **75**(1994), 5637; R. H. Kodama et al., *ibid*, **75**(1994), 5639.
- [16] X. X. Zhang et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **137**(1994), L235.
- [17] J. Clarke et al., *Science*, **239**(1988), 992.
- [18] 钟文定等, *物理学报*, **44**-9(1995), 1516.
W. D. Zhong et al., *Proc. Inter. Symp. Phys. Magn. Mater.*, Beijing, (1992), 30; *ibid*, Seoul, (1995), Press.
- [19] J. M. Gonzalez et al., *Phys. Rev. B*, **49**(1994), 3867.
- [20] M. J. Oshea et al., *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 6174.
- [21] P. Stamp et al., *Int. J. Mod. Phys. B*, **6**(1992), 1355.
- [22] *J. Magn. Magn. Mater. Part 3*, **140—144**(1995), 1815; 1821; 1825; 1851; 1853; 1859; 1883.
- [23] A. Garg, *J. Appl. Phys.*, **76**(1994), 6168;
B. Barbara et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **136**(1994), 183.

现代生物工程中的物理学方法*

习 岗 张 振 瀛

(西北农业大学物理教研室, 陕西杨陵 712100)

摘要 简要介绍了现代生物工程中已经广泛应用的一些物理学方法, 指出了这些方法的优越性和取得的成就.

关键词 物理, 生物工程, 应用

Abstract Some physical methods widely used in modern biological engineering are briefly described. Their advantages and results obtained through their use are presented.

Key words physics, biological engineering, application

现代生物工程的发展方兴未艾, 它将成为影响下一世纪人类进步的带头科学技术之一. 目前, 在现代生物工程中广泛应用着许多物理学方法, 这些方法在生物工程的发展中起着极为重要的作用. 本文对此作一简要介绍.

1 细胞融合中的物理学方法

细胞融合是生物工程中的主要技术之一. 所谓细胞融合是指通过某些融合因子使不同物种的两个单核细胞融合为异核体, 再经过分裂产生新的两个单核的杂种细胞的技术. 由于通

过这种技术可以实现种间和种内不同体细胞的融合, 进而产生出具有新性状的新细胞, 因此, 它在国民经济的许多领域中具有极为重要的意义.

自从 60 年代初 Okado 首次发现活的仙台病毒可以诱发细胞融合以后, 人们开始了人工诱导细胞融合的研究. 70 年代, Kao 等使用聚乙二醇(PEG)、钙离子、溶血卵磷脂等化学诱导因子成功地实现了细胞融合, 由此提出了化合融合的思路与方法, 在过去的几十年里, 生物

* 1995 年 2 月 27 日收到初稿, 1995 年 5 月 8 日收到修改稿.