

非晶态材料磁各向异性不均匀性对其技术磁化的重要影响

林肇华

(福建师范大学物理系)

许多非晶态材料具有优异的磁性。大量的研究表明,非晶态材料的技术磁化行为有自己的特点。H. Kronmüller 等人曾利用微磁学理论对非晶态金属的技术磁性进行过较详细的讨论^[1-3]。本文将集中讨论微结构磁各向异性的不均匀性对非晶态材料磁性的重要影响。

非晶态材料中原子排布的长程无序性,决定了它不具有磁晶各向异性,其宏观磁各向异性主要是在制备过程(包括某些机械处理和热处理过程)中形成的微结构所引起的^[4-6]。它具有如下几个特点:

1. 磁各向异性弱,比晶态材料的磁晶各向异性一般小 1—2 个数量级。但是,由于不存在磁晶各向异性,这些微结构磁各向异性在非晶态材料中效应显著。

2. 磁各向异性是单轴的。晶态材料由于其晶格点阵可具有多轴对称性,其磁晶各向异性可以具有多个易轴方向。与此不同,非晶态材料各处的磁各向异性一般都只具有一个易轴方向,磁各向异性能密度可用下式描写:

$$E_K(\mathbf{r}) = K_u(\mathbf{r}) \sin^2 \theta(\mathbf{r}), \quad (1)$$

其中 $\theta(\mathbf{r})$ 是 \mathbf{r} 处自发磁化强度 \mathbf{M}_s 与该处易轴方向之间的夹角, $K_u(\mathbf{r})$ 是该处磁各向异性常数。

3. 磁各向异性的大小和易轴方向一般可以随位置连续变化。而晶态材料的磁晶各向异性常数的数值是处处相同的,整个晶体的易轴方向只能取若干确定的晶轴方向。

4. 因为热处理对微结构影响较大,所以非晶态材料的磁各向异性的热处理效应显著。

非晶态磁各向异性的这些特点,对其技术磁化有重要的影响。下面我们分几个问题进行讨论。

一、非晶态畴壁和磁畴观察

磁各向异性的单轴性决定了非晶态材料中的畴壁都是 180° 畴壁。由于没有晶界等结构缺陷和宏观上可以看作均匀连续物质,以及磁各向异性的易轴方向可以连续变化,非晶态材料中的畴壁可以在大范围内延续、形状可以是很不规则的。图 1 示出制备态的非晶态合金 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ 的磁畴结构。与此明显不同的是,晶态材料中一般只有规则的平直的畴壁。

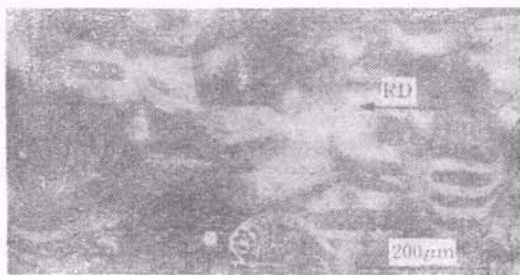


图 1 制备态 $\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$ 非晶态合金的磁畴结构
(利用 Kerr 效应方法观测)^[7]

在薄带和不是非常薄的膜的情况,非晶态材料中的畴壁通常是 Bloch 壁。我们假设材料中 \mathbf{r} 处畴壁在其厚度范围内可以把各向异性常数近似认为均是 $K_u(\mathbf{r})$ 。不难导出非晶态材料中畴壁厚度 b 和畴壁能密度 γ 分别为

$$b(\mathbf{r}) = \pi \sqrt{A'/K_u(\mathbf{r})}, \quad (2)$$

$$\gamma(\mathbf{r}) = 4\sqrt{A'K_u(\mathbf{r})}, \quad (3)$$

其中

$$A' \equiv \langle As^2/d \rangle, \quad (4)$$

在非晶态情况下,材料中磁性原子的自旋 s 、间距 d 和交换作用积分 A 都是无规涨落的微观参量,符号 $\langle \rangle$ 表示取统计平均值。由(2)和(3)式

可见,非晶态材料中各处的畴壁厚度和畴壁能是不同的,甚至同一畴壁的不同部分也可能是不同的。磁各向异性常数越弱的地方,畴壁越厚,畴壁能密度越小。

通常可以利用 Bitter 粉纹法和 Kerr 磁光效应法等技术观察非晶态磁畴结构。Bitter 法是利用悬浮在胶液中的磁性颗粒被畴壁在样品表面的杂散场吸聚形成的条纹,来观察畴壁走向和分布。畴壁越厚,畴壁在表面交界处的杂散场越弱,畴壁的 Bitter 条纹将越不明显。因此,由(2)式不难理解,用 Bitter 法观察非晶态样品的磁畴时,常可以看到某些畴壁的 Bitter 条纹中途突然消失,以及在某些区域观察不到磁畴图样,而在另外一些区域磁畴图样却十分清楚(参看文献[4]的表1)。Kerr 法则利用平面偏振光在样品表面反射时,不同磁化方向的磁畴使偏振面发生不同程度的偏转的现象,直接观察磁畴,所以一般都能观察到非晶态样品中整个磁畴结构图象。

二、起始磁化率和 Hopkinson 临界现象

制备态的非晶态金属的起始磁化率较低,约为 $(0.1 \sim 1) \times 10^3$ 。它主要地与非晶态金属中畴壁在低场磁化过程中的位移有关。设非晶态金属中某一畴壁面元 ΔS 在退磁状态下处于平衡位置 r (图2),畴壁能面密度为 $\gamma(r)$ 。显然有 $\nabla \gamma(r) = 0$ 。

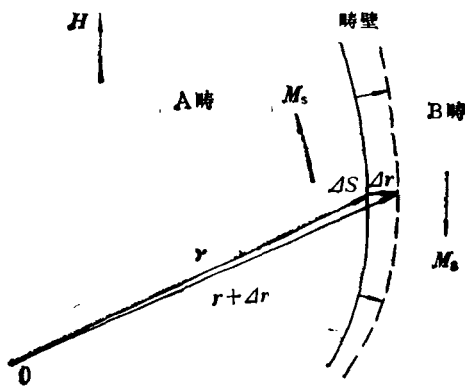


图2 低场磁化时非晶态材料中的畴壁位移

假定在磁场 H 的作用下 ΔS 位移了 Δr ,在

低场磁化的条件下,畴壁面元的位移量 l ($l = |\Delta r|$) 很小,并可以认为样品中畴壁的总面积 S_B 不变。容易导出,在低场 H 作用下 r 处畴壁能密度的变化为

$$\Delta \gamma(r) = \frac{1}{2} \gamma_2(r) l^2, \quad (5)$$

其中

$$\gamma_2(r) \equiv \nabla^2 \gamma(r). \quad (6)$$

整个样品系统的总自由能变化为

$$\Delta F = \int_{S_B} \left[\frac{1}{2} \gamma_2(r) l^2 - 2\mu_0 M_s l \cos \alpha(r) \right] dS, \quad (7)$$

式中 M_s 是材料的自发磁化强度, $\alpha(r)$ 是 r 处畴壁两侧磁畴磁化方向与磁场 H 的夹角。由系统平衡条件

$$\delta(\Delta F) = 0 \quad (8)$$

可得

$$l = \frac{2\mu_0 M_s H \cos \alpha(r)}{\gamma_2(r)}. \quad (9)$$

由式可见,非晶态样品磁化时,各处畴壁的位移量是不同的, $l = l(r)$ 。甚至同一畴壁的不同部分的位移量也可能不一样。根据(9)式不难得出非晶态起始磁化率:

$$\chi_i = \frac{M}{H} = \frac{4\mu_0 M_s^2}{V} \int_{S_B} \frac{\cos^2 \alpha(r)}{\gamma_2(r)} dS. \quad (10)$$

根据(3)式和(5)式,有

$$\chi_i = \frac{\mu_0 M_s^2}{\sqrt{A'V}} \int_{S_B} \frac{\cos^2 \alpha(r)}{\nabla^2 \sqrt{K_u(r)}} dS, \quad (11)$$

式中 V 是样品体积。因为 $A' \propto M_s^2$, 故

$$\chi_i \propto M_s \int_{S_B} \frac{\cos^2 \alpha(r)}{\nabla^2 \sqrt{K_u(r)}} dS. \quad (12)$$

可见,非晶态材料的起始磁化率 χ_i 正比于自发磁化强度 M_s 。 M_s 越大, χ_i 越高。同时, $\cos^2 \alpha(r)$ 大的磁畴越多, χ_i 也越大。 $\alpha = \frac{\pi}{2}$ 的磁畴对 χ_i 贡献为零, $\alpha = 0$ 或 π 的磁畴对 χ_i 的贡献最大,这是显然的。

制备态非晶态金属薄带的磁畴结构是复杂的和不规则的,它可以同时具有多种磁畴形态^[4,5]。其中迷宫畴区(主畴 $\alpha = \frac{\pi}{2}$)和垂直于外场的平行畴区在低场磁化时对 χ_i 基本没有

贡献,而象环状畴、星形畴和过渡畴等区域的磁畴总有相当一部分的磁化方向不平行于外场 \mathbf{H} ,甚至垂直于 \mathbf{H} ,因此磁畴结构的复杂性是制备态非晶态金属起始磁化率偏低的一个重要原因。(12)式还表明,非晶态磁各向异性 $K_u(\mathbf{r})$ 的分布梯度变化越大,起始磁化率 χ_i 也越低。制备态非晶态金属薄带的 $K_u(\mathbf{r})$ 主要决定于制备时的急冷固化过程中形成的内应力场^[4-6],其分布是很不均匀的。初应力越大,内应力场梯度起伏越激烈,起始磁化率将越小。对于磁致伸缩效应大(即磁致伸缩系数 λ_s 越大)的非晶态材料,这种影响更为显著。因此,制备态非晶态金属磁各向异性的不均匀性,是其起始磁化率偏低的又一个重要原因。适当的退火热处理可以使非晶态磁各向异性减弱并且使分布趋于均匀^[6],因而可以有效地提高其起始磁化率。退火态的非晶态金属的起始磁化率可高达 $(0.1 \sim 1) \times 10^5$ 。(12)式指出了非晶态起始磁化率 χ_i 的温度依赖性,取决于它的自发磁化强度 M_s 和微结构磁各向异性 $K_u(\mathbf{r})$ 的温度依赖性。我们要指出的是,非晶态材料中不同微结构对磁各向异性的贡献机制是不同的^[6],因而具有不同微结构的非晶态材料可以具有很不相同的温度行为。

自发磁化强度的温度关系 $M_s(T)$ 决定于材料中磁电子自旋之间交换作用的强弱,而局域晶场效应和磁致伸缩效应都是与磁电子的自旋-轨道运动的耦合作用密切相关。因此由(12)式可见,如果非晶态材料中磁各向异性主要是与局域晶场效应或磁致伸缩效应有关的微结构磁各向异性(例如是内应力场和指向有序等微结构引起的磁各向异性),则其起始磁化率 χ_i 随温度的升高,将由于 $K_u(\mathbf{r})$ 较快的减弱而增大,而后当 $T \rightarrow T_c$ (T_c 为材料的居里温度)时,由于 M_s 的急剧下降至零, χ_i 又迅速降为零。所以, $\chi_i \sim T$ 关系曲线将在 $T = T_c$ 附近出现极大的尖点临界现象;此即 Hopkinson 效应。这种效应在晶态材料中也普遍存在。不过,由于非晶态材料中的原子磁矩、交换作用、局域晶场效应和磁致伸缩效应存在涨落,因而非晶态

$\chi_i \sim T$ 曲线的 Hopkinson 尖点可能比较延展些。由(12)式可以预料,对于以与静磁形状效应有关的(如密度涨落、成分不均匀或形貌起伏等引起的)微结构磁各向异性为主的非晶态材料, χ_i 的 Hopkinson 效应可能会不明显。

三、微结构磁各向异性梯度的钉扎效应

在象非晶态材料这样均匀连续的多畴系统中,相应于磁滞回线第二象限的反磁化过程,主要是与畴壁的不可逆反磁化位移有关。矫顽力的大小决定于系统中存在的某种不均匀性而引起的畴壁钉扎效应。

与晶态均匀的磁晶各向异性不同,非晶态磁各向异性可以是很不均匀的。由(3)式可见,这将导致畴壁能面密度各处不同,某些位置可能成为畴壁钉扎中心。为简单起见,我们考虑非晶态材料中一个平面畴壁在反磁化场 \mathbf{H} 作用下沿着其法线方向(图3中的 z 轴方向)的反磁化位移。由铁磁学理论可知,材料的矫顽力为

$$H_c = (H_0)_{\max}, \quad (13)$$

其中 H_0 是畴壁发生不可逆的 Barkhausen 跳跃位移的临界场:

$$H_0 = \frac{1}{\alpha \mu_0 M_s \cos \alpha} \left(\frac{dr}{dz} \right)_{\max}. \quad (14)$$

因而,根据(3)式不难导出非晶态材料矫顽力的关系式:

$$H_c = \frac{\sqrt{A'}}{\mu_0 M_s |\cos \alpha|} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{K_u(\mathbf{r})}} \right) \right]$$

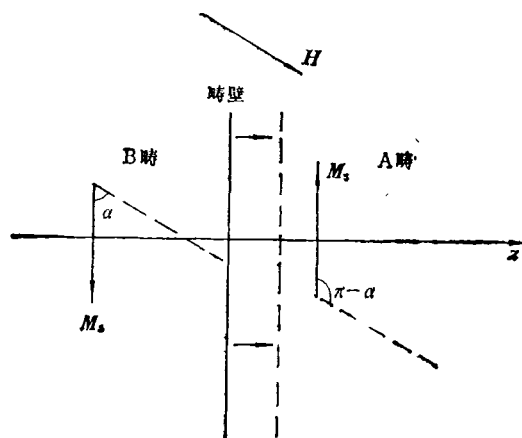


图3 平面畴壁的反磁化位移

$$\times \left. \frac{\partial K_u(\mathbf{r})}{\partial z} \right)_{\max} \Big]_{\max}, \quad (15)$$

式中 α 是反磁化场 \mathbf{H} 与畴壁两侧自发磁化强度 \mathbf{M}_s 之间的夹角, 或者说是 \mathbf{H} 与畴壁之间的夹角. 非晶态磁各向异性 $K_u(\mathbf{r})$ 一般可能很复杂. 为了作比较定量的分析, 我们不妨假设 $K_u(\mathbf{r})$ 具有以下形式的简单分布:

$$K_u(\mathbf{r}) = K_{u0} + K_{um} \sin\left(\frac{2\pi}{l} z\right), \quad (16)$$

即认为 $K_u(\mathbf{r})$ 是由两部分——平均值和随位置变化部分组成的, 而且后者被简单地设为以正弦函数形式沿 z 方向周期性地变化. l 是变化波长, K_{um} 是变化幅度, 并假设 $K_{u0} > K_{um} > 0$. 将(16)式代入(15)式, 可得非晶态材料的矫顽力为

$$H_c = \frac{2\pi}{\mu_0 |\cos\alpha|} \frac{\sqrt{A'} K_{um}}{M_s l} f(\beta), \quad (17)$$

$$\text{其中 } f(\beta) = \sqrt{\frac{2}{\beta} \left[\frac{1 + \beta^2}{1 - \beta^2} - 1 \right]}, \quad (18)$$

式中 $\beta \equiv K_{um}/K_{u0}$. 图 4 示出了 $f(\beta)$ 函数曲线. 由(4)式可见, $A' \propto S^2$, 所以 $A' \propto M_s^2$, 则

$$H_c \propto \frac{1}{|\cos\alpha|} \frac{K_{um}}{l} f(\beta). \quad (19)$$

可见, 非晶态材料的矫顽力 H_c 与材料的自发强度 M_s 基本无关, 而与其磁各向异性的变化幅度与变化波长之比 K_{um}/l 成正比, 并且随 $\beta \equiv K_{um}/K_{u0}$ 的增大而增大. 这表明非晶态材料的矫顽力与其磁各向异性的分布梯度密切相关. $K_u(\mathbf{r})$ 的梯度越大, H_c 越高. 微结构磁各向异性梯度的钉扎效应对非晶态矫顽力的贡献, 约为 $1-10^3 \text{ Am}^{-1}$ ($0.01-10 \text{ Oe}$).

由 $f(\beta)$ 曲线可见, 当 $\beta \rightarrow 1$ (即 $K_{um} \rightarrow K_{u0}$) 时, 矫顽力 H_c 剧增, 并趋于无限大, 这是不可能的. 事实上, 这种情况下样品中的反磁化过程将不仅发生畴壁的反磁化位移, 而且还将发生磁畴磁矩的反磁化转动, (13)–(19) 式将不再适用, 矫顽力也将与 M_s 有关.

退火热处理(特别是 $T > T_c$ 的退火处理)、旋转磁场热处理以及磁场(或应力)热处理, 都将使材料均匀化, 微结构磁各向异性及其分布梯度将明显减弱, 从而可导致非晶态矫顽力明

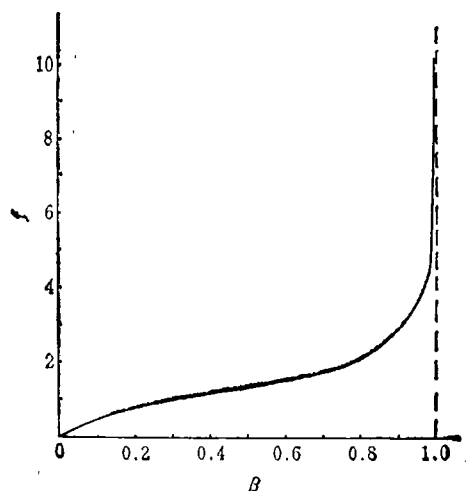


图 4 $f(\beta)$ 曲线

显降低. 表 1 列出了一些非晶态金属制备态和退火态的矫顽力数值.

表 1 一些非晶态金属制备态和退火态的矫顽力

非晶态金属	$H_c \left(\frac{10^3}{4\pi} \text{ Am}^{-1} \right)$		文献
	制备态	退火态	
$\text{Fe}_{80}\text{B}_{20}$	0.08	0.04	[8]
$\text{Fe}_{40}\text{Ni}_{40}\text{P}_{14}\text{B}_6$	0.06	0.02	[9]
$\text{Fe}_{29}\text{Ni}_{49}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Si}_2$	0.057	0.011	[10]
$\text{Fe}_2\text{Co}_{72}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$	0.023	0.013	[11]
$\text{Fe}_{1.4}\text{Co}_{70.2}\text{Si}_{11}\text{B}_{10}$	0.013	0.006	[12]
$\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$	0.12	0.06	[13]

许多非晶态金属的磁各向异性是由内应力场所决定的^[4-6], 有 $K_{um} \approx \frac{3}{2} \lambda \sigma_m$. (20)

因此, 非晶态金属的矫顽力与内应力场的分布梯度密切相关, 而且磁致伸缩系数 λ 较大的非晶态金属矫顽力也较大. 表 2 列出了一些非晶态金属的饱和磁致伸缩系数 λ_s 和矫顽力 H_c 的实验值. 总的看来, 的确存在 λ_s 较大的材料矫顽力较大的趋势, 而与它们的自发磁化强度关系不是很大.

非晶态材料应当是各向同性的均匀连续体. 然而, 实际非晶态材料的一些宏观性质是有一定的各向异性, 它主要是由制备过程(包括

表2 一些非晶态金属的 λ_s 和 H_c

非晶态金属	$\lambda_s(10^{-6})$	$H_c \left(\frac{10^3}{4\pi} \text{Am}^{-1} \right)$
Fe ₈₀ B ₂₀	31	0.08
Fe ₇₈ Si ₁₀ B ₁₂	30	0.06
Fe ₆₃ Co ₁₈ Ni ₉ Zr ₁₀	29	0.07
Fe ₅₄ Co ₁₈ Ni ₁₈ Zr ₁₀	18	0.05
Fe ₆₈ Co ₁₇ V ₅ Zr ₁₀	15	0.05
Fe ₆₈ Co ₁₇ Cr ₅ Zr ₁₀	13	0.03
Fe ₆₈ Co ₁₇ B ₅ Zr ₁₀	12	0.03
Fe ₆₈ Co ₁₇ Mn ₅ Zr ₁₀	8.4	0.02
Fe ₇₅ Ni ₈ Mo ₃ Si ₂ B ₆	18	0.03
Fe ₄₀ Ni ₄₀ B ₂₀	8-12	0.0125-0.0075
Fe ₄₀ Ni ₄₀ P ₁₄ B ₆	6	0.007
Fe ₂₉ Ni ₄₉ P ₁₄ B ₆ Si ₂	3	0.003
Fe _{4.3} Co _{0.7} Si _{1.7} B _{1.3}	≤0.1	0.006
Fe _{4.7} Co _{0.3} Si _{1.1} B _{1.0}	~0.1	0.006
Co ₆₈ Mn ₁₀ B ₂₂	~0	0.005
Co ₆₈ Mn ₈ B ₂₄	~0	0.004

处理过程)中形成的各种微结构所引起的。本文的上述讨论表明,非晶态微结构磁各向异性的不均匀性,对非晶态材料的技术磁化行为有很大影响。同时指出了:

1. 用 Bitter 粉纹法观察非晶态磁畴结构受到限制较多,不如 Kerr 磁光效应法好。
2. 一些非晶态样品可能不存在明显的

Hopkinson 效应;

3. 微结构磁各向异性梯度的钉扎效应是非晶态材料矫顽力的一种重要机制;

4. 可以通过适当的热处理技术,有效地提高非晶态材料的起始磁化率,降低矫顽力,改善其软磁性能。

参 考 文 献

[1] H. Kronmüller et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **13** (1979), 53.
 [2] M. Domann et al., *ibid.*, **13** (1979), 81.
 [3] H. Kronmüller, *ibid.*, **24**(1981), 159.
 [4] 林肇华, 戴道生, *物理学报*, **31**-7(1982), 871.
 [5] Lin Zhao-hua et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **31**-34 (1983), 1540.
 [6] 林肇华, *物理*, **13**-12(1984), 720.
 [7] B. Groger et al., *J. Magn. Magn. Mater.*, **9**(1978), 203.
 [8] R. C. O'Handley et al., *J. Appl. Phys.*, **47**(1976), 4660.
 [9] F. E. Luborsky et al., *IEEE Trans. Magn.*, **MAG-11**(1975), 1644.
 [10] R. C. O'Handley, *AIP Conf. Proc.*, **29** (1976), 206.
 [11] H. S. Chen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **26**(1975), 405.
 [12] H. Fujimori et al., *Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku univ. A*, **26** (1976), 36.
 [13] H. Fujimori et al., *Japan J. Appl. Phys.*, **13** (1974), 1889.

(上接第 504 页)

700 G) 时,等离子体爆聚和绝热压缩较慢; B 增大 (7.5kG, 700G) 时,爆聚和压缩加快; B_0 减小 (7.5kG, 450G) 时,爆聚和压缩最快。施加主场 1.0-1.2 μ s 后,等离子体已进入绝热压缩阶段,此时 R_i 和 R_0 之比基本保持不变,符合基于刚体旋转模型径向分布假设给出的关系式^[3]: $R_i = \sqrt{2} R_0$ 。

由磁场的径向分布还可求出等离子体捕获的反向磁通

$$\Phi \left[\Phi = \int_0^{R_0} B(r) 2\pi r dr \right].$$

许多作者^[4-6]研究过 Φ 的作用。 Φ 的大小或初始偏磁场磁通 Φ_0 的损失情况,对于爆聚后等离子体的平衡、输运和稳定极为重要。理论和实验都表明, Φ 越大等离子体寿命越长。我们的实验发现, Φ/Φ_0 随时间的变化不是由于电阻性的耗散过程而单调下降,而是一种衰减振荡(图 4)。这在三种放电条件下都有所表现,

但是峰值出现的时刻、上升陡度及峰的个数均随放电条件而变。参照图 3,出现第一个峰值的时刻,正好对应于中性面向管轴推进比分离面快的时刻。出现峰值的机制可能与等离子体出现反常电阻和等离子体柱在运动过程中系统的角动量守恒有关。

参 考 文 献

[1] W. E. Quinn et al., *Physica Scripta*, **T2/2** (1982), 391.
 [2] R. E. Sieman et al, in Proc. of 12th European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, **II**, (1985), 591.
 [3] W. T. Armstrong et al., *Phys. Fluids*, **24** (1981), 2068.
 [4] T. S. Green and A. A. Newton, *ibid.*, **9** (1966), 1386.
 [5] W. T. Armstrong et al., *ibid.*, **25** (1982), 2121.
 [6] S. O. Knox et al., *ibid.*, **25** (1982), 262.