

大可能把X光强度极微小的增加反映出来,故 d_x^0 的实用意义不大.

本文计算了占X射线总强度99%时的激发深度 d'_x . d'_x 的定义是

$$\frac{\int_0^{d'_x} \phi(\rho z) d\rho z}{\int_0^{\infty} \phi(\rho z) d\rho z} = 99\%$$

式中 d'_x 可视为实际深度,比 d_x^0 更深范围产生的X射线强度占1%考虑吸收则更小,实际工作中可以忽略.

在10—50kV范围内对C, Al, Ti, Cu, Ag, Au计算了 d_x^0 与 d'_x . C, Al, Ti, Cu为 K_α 线系, Ag, Au为 L_α 线, $\phi(\rho z)$ 计算的可靠性在文献[7]工作中得到证实.

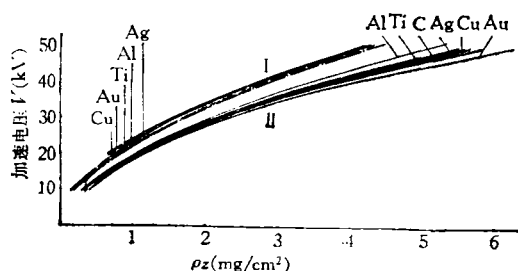


图4 固体中X射线激发深度

(线族 I: d'_x 自上而下为 Cu, Au, Ti, Al, Ag.

线族 II: d_x^0 自上而下为 Al, Ti, C, Ag, Cu, Au)

结果表明,随着加速电压增高,Al和Au的 d_x^0 相差越大, d_x^0 曲线逐渐发散,但 d'_x 曲线则

一直很集中.我们还计算了 Rb(K_α), Zr(L_α), Ba(L_α), Ta(L_α) 的深度,结果均落在图4中的 d_x^0 , d'_x 线族之中.

文献[8]列出了用 Castaing, Andersen, Reed 等人经验公式计算出的 Cu(K_α) X射线激发深度值, Castaing 的结果比 Reed 的高出一倍. Andersen 的结果介于两者之间.本文的结果与 Andersen 的一致.

蒙特卡罗计算在 WAGN2200VS 机上进行.

吴自勤老师对本工作给了热情支持,郭常霖同志提出过宝贵建议,上机计算中得到曹立群、熊寿岗等同志大力协助,特此致谢.

参 考 文 献

- [1] Kurt F. J. Heinrich et al., eds., NBS SPECIAL PUBLICATION (1976), 460.
- [2] G. Love, M. G. C. Cox, V. D. Scott, *J. Phys. D*, **10** (1977), 7.
- [3] S. J. B. Reed, *Electron Microprobe Analysis*, Cambridge University Press, p. 212.
- [4] H. E. Bishop, *Brit J. Appl. Phys.*, **18** (1967), 703.
- [5] H. Drescher, et al., *Zeit. Angew. Phys.*, **29**(1970), 331.
- [6] E. R. Krefting and L. Reimer, *Quantitative Analysis with Electron Microprobes and Secondary Ion Mass Spectrometry*, Ed. by E. Preuss, (1973), 114.
- [7] 何延才等, *物理学报*, **31**(1982), 115.
- [8] J. I. Goldstein, et al., eds., *Practical Scanning Electron Microscopy*, (1976), 84.

微波铁氧体材料自旋波共振线宽 ΔH_k 的测量

丘 其 俊

(北京无线电测量所)

1981年7月13日收到

一、引 言

自旋波共振线宽 ΔH_k 是微波铁氧体材料的重要参数,不仅材料的高功率性能与它有关,

物理

而且在实用中当材料工作在远离共振区时,它也表征损耗的大小.为了全面标定材料的性能,测量它是必要的.

在横向激励的微波铁氧体材料中的自旋波现象早在50年代初就已发现并作了全面的实

验研究,而且有了理论解释。到了50年代末, Schlömann 等人^[1]观察到纵向激励的微波铁氧体中的自旋波幅度不稳定增长的现象。当直流偏置磁场 H 较低时,自旋波具有一定的波数 k 。随着 H 的增加, k 减小;在特征磁场 H_c 下, k 为零;这时,在与直流偏置磁场 H 方向垂直的方向上传播的、频率与操作频率的二分之一简并的自旋波共振线宽最窄。测量这一最窄的自旋波共振线宽是有意义的,因为在纵向激励的条件下可以避免铁磁共振的影响,只有当微波磁场强度超过临阈值时,样品才显著吸收能量,使测量方便;虽然大部分微波铁氧体器件是在横向激励条件下工作的,但所得结果还是指示高功率电平时的损耗。国际电工委员会51技术委员会就推荐测量这一最窄的自旋波线宽 ΔH_k 作为标识材料高功率性能的参数。

本文的目的是采用国际电工委员会51技术委员会推荐的方法,观察测量我们的样品,给出我们的测量结果,并与美国人 C. E. Patton 的测量结果作了比较。最后对测量方法做了些讨论,提出我们的建议。

二、测量原理和装置

放在微波共振腔中的微波铁氧体材料样品,在强微波磁场作用下自旋波幅度不稳定增长被激发时,会显著吸收微波能量,这时微波共振腔的电参数发生变化,测量这种变化就可以确定自旋波幅度不稳定增长被激发时的临阈值。

临阈电平以上自旋波幅度不稳定增长也可以由观察微波脉冲形状的畸变来判定。随着作用在微波铁氧体材料样品中的微波磁场强度的增加,当增加至临阈值时,首先在微波脉冲的后部观察到高功率吸收。当微波磁场继续增加时,在微波脉冲的更宽范围内发生这种吸收。如图1所示。这种现象是由于自旋波幅度不稳定增长的建立需要时间。

临阈微波磁场强度 h_c 等于临阈功率下样品所在位置的微波磁场强度 h 。当样品放置在

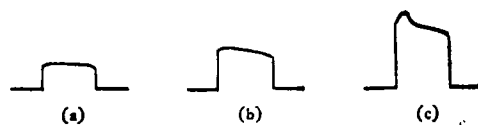


图1 微波脉冲形状的畸变
(a) $h < h_c$ (b) $h \approx h_c$ (c) $h > h_c$

TE_{10n} (n 是偶数)共振腔的中心时,由下式给出微波磁场强度^[3]:

$$h = 4 \sqrt{\frac{P_{in} Q_1}{S \mu_0 \pi f_0 a b d [1 + (d/na)^2]}} \quad (1)$$

式中 $S = 1 + r_1$ (欠耦合), $S = 1 + 1/r_1$ (过耦合); r_1 ——共振时腔的输入电压驻波比; P_{in} ——共振时入射至腔的峰值功率; Q_1 ——共振腔的有载 Q_1 值; a, b, d ——分别为腔的宽、高、长; f_0 ——共振腔的共振频率; μ_0 ——磁性常数; n ——共振腔的半波长数。

对于一级非线性效应 [$\omega_k = (1/2)\omega$], 根据临阈场 h_c 再由下式计算自旋波共振线宽 ΔH_k :

$$\Delta H_k = h_c \cdot (\omega_M/\omega) \cdot \sin^2 Q_k \quad (2)$$

式中 $\omega_M = \gamma M_s/\mu_0$, γ 为旋磁比, ω 为工作角频率, M_s 为样品的饱和磁化强度, Q_k 为自旋波传播方向与直流偏置磁场方向之间的夹角。当 $Q_k = \pi/2$ 时, h_c 值最小 ($H = H_c$ 时)。

测量装置按国际电工委员会51技术委员会推荐的方块图连接(图2)。对测量装置的说明和操作方法参见[3]。我们用的测试腔为 TE_{10n} 矩形传输腔,样品直径约2毫米。

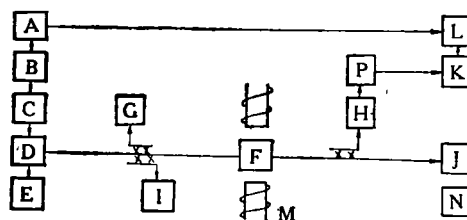


图2 自旋波共振线宽测量设备方块图 (A) 调制器; (B) 磁控管; (C) 隔离器; (D) 功率分配器; (E), (J) 高功率终端; (F) 测试腔; (I), (G) 功率计; (H) 波长表; (P) 衰减器; (K) 检波器; (L) 示波器; (N) 场强计; (M) 电磁铁

三、测量结果及讨论

我们用上述装置对多种样品进行了观察和

测量。我们将其中一些样品送请 C. E. Patton^[4]测量。他用他自己的方法测量，也用纵向激励。我们测量的结果与 C. E. Patton 的测量结果非常一致(见表 1)。

表 1

| 样品名称 | 临阈场 h_c (Am ⁻¹) | |
|----------|-------------------------------|----------------|
| | 我们的 | C. E. Patton 的 |
| 掺钴锂镁钛铁氧体 | 1413.3 | 1273.2 |
| 掺钕钨钽石榴石 | 3059.7 | 3302.4 |

这套装置的测量误差小于 $\pm 20\%$ ，其中包括功率测量误差 $\pm 10\%$ ，共振腔 Q_1 的测量误差 $\pm 4\%$ ，共振腔的尺寸和共振频率测量误差 $\pm 1\%$ ，观察不确定性误差 $+4\%$ 。由于自旋波幅度不稳定增长的建立需要时间，并且不同化学组分的材料需要的建立时间不同，这就导致临阈场的测量有某种不确定性，增加了测量误差。

国际电工委员会 51 技术委员会推荐的方法，操作频率在 X 频段。在我们的测量中，当饱和磁化强度 M_s 较高， $\omega_M/\omega > 0.3$ 时，很容易在示波器上观察到自旋波幅度不稳定增长的发生；而当 M_s 较低， $\omega_M/\omega < 0.3$ 时，则观察不到。这现象不完全是由于饱和磁化强度的降低而 h_c 升高造成的，可能是当比值 ω_M/ω 过低时，自旋波幅度不稳定增长的幅度较小，在通用的示波器上观察不到。在 Suhl 的自旋波理论^[2]中指出，自旋波幅度比例于饱和磁化强度。我们曾经在 S 频段用示波器观察非互易相移器的

非线性效应。明显地观察到了微波脉冲形状的畸变。这就可以说明上面的分析是正确的。因此，建议除 X 频段外，还需要在较低频段建立测量线路，以适应测量低饱和磁化强度材料的自旋波共振线宽 ΔH_k 的需要。

从理论上说，自旋波幅度不稳定增长的建立都是需要时间的，只是对于不同 ΔH_k 的材料具有不同长短的建立时间而已。从观察结果看，随着 ΔH_k 的增宽，自旋波幅度不稳定增长的建立时间变短。对于 ΔH_k 较大的材料，我们没有在示波器上观察到微波脉冲形状的畸变，这可能是因为上述时间太短，示波器不能显示出来。根据对 ΔH_k 不同的材料的观察和比较发现，当 ΔH_k 增大到某一数值时，自旋波幅度不稳定增长的始点就观察不到了，见图 1(b)，同时自旋波幅度不稳定增长的幅度也变小，图 1(c) 的凸起部分较低，较难发现。当 ΔH_k 再继续增大到某一数值时，凸起部分就观察不到了。为了解决这个困难，国际电工委员会 51 技术委员会建议采用文献[3]中介绍的方法。

这一工作得到徐燕生同志的指导。测量工作是和王其珍同志共同完成的。表示感谢。

参 考 文 献

- [1] E. Schlömann, *J. Appl. Phys.*, **31** (1960), Suppl. 386S.
- [2] H. Suhl, *J. Phys. and Chem. Solids*, **1**(1956/1957), 209.
- [3] 国际电工委员会 51 技术委员会文件，旋磁材料性能的测量方法，(1978)。
- [4] C. E. Patton and J.J. Green, *Rev. Sci. Instr.*, **42** (1971), 193.

(上接 545 页)

表 2 比较了两种生长方法对晶体的影响。

6. 我们测量了声波在 $\text{La}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ 晶体中的传播速度(纵波 5 兆赫。样品尺寸约 1 立方厘米)。表 3 是测量结果¹⁾。

表 3 声波在 $\text{La}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ 晶体中的传播速度

| 传播方向 | //<100> | ⊥<100> |
|-----------|---------|--------|
| 声速(毫米/微秒) | 5.82 | 7.18 |

7. 我们曾用 Sr^{2+} 和 Th^{4+} 两种离子部分地替代 La^{3+} 离子，原料的化学配比为 $\text{Sr}_x\text{Th}_x\text{La}_{2-2x}\text{Ti}_2\text{O}_7$ ，当 $x < 0.1$ 时，仍然能生长出透明的淡蓝色晶体。光谱半定量分析表明，铈含量与熔体中的含量大致相同，但钍含量几乎可忽略不计。我们认为生长着的晶体中有氧空位，这种阴离子

(下转 554 页)

1) 该工作由中国科学院声学研究所施仲坚等完成。