

微波铁磁共振实验

铁磁共振 (Ferromagnetic Resonance) 是指铁磁介质在恒定外磁场条件下, 对微波段电磁波的共振吸收现象, 它与其它磁共振 (核磁共振、电子自旋共振) 以及光谱、x 射线衍射、穆斯堡尔效应等实验一起, 可以初步构成一个与研究物质微观结构密切相关的全电磁波谱学的概貌。同时, 铁磁共振技术的发展过程也反映了物理学基础理论的研究与应用技术的发展之间存在着相互依赖和促进的关系。

铁磁共振早在 1935 年由朗道和栗弗席兹在理论上预言, 直到 1946 年由于微波技术的发展和运用, 才从实验中观察到。接着波尔德 (Polder) 和侯根 (Hogan) 在深入研究铁磁体的共振吸收和旋磁性的基础上, 发明了铁氧体的微波线性器件, 从而引起了微波技术的重大变革, 因此铁磁共振不仅是磁性材料在微波技术应用的物理基础, 而且也是研究其宏观性能与微观结构的有效手段。

在微波领域中, 各种磁性器件及测量目前均采用铁氧体, 在铁氧体中, 优质的钇铁石榴石单晶目前已成为微波电子技术中唯一受欢迎的小损耗材料, 钇铁石榴石简称 YIG

(Yttrium Iron Garnet 缩写为 YIG), 其分子式为 $Y_2Fe_5O_{12}$, YIG 单晶在超高频微波场中磁损耗比之其他任何品种的多晶、单晶铁氧体要低一个到几个数量级, 因而 YIG 是超频铁氧体器件中的一种特殊材料, 同时也是研究铁氧体在超高频场内若干特性不可缺少的样品。YIG 单晶小球的 ΔH 非常窄 ($< 80 A \cdot m^{-1}$), 因而可视为 Q 值极高的铁磁谐振子, 用其制作成的微波电调滤波器、预选器、宽频带固态源等 YIG 电调器件正广泛应用在国防、科研等微波技术领域。

本实验主要通过对一些典型铁氧体材料的共振谱线的测定和计算, 掌握铁磁共振的基本原理和实验方法, 并对它如何应用于磁性材料和固体物理的研究方面有初步的了解。

【实验目的】

1. 了解和掌握各个微波器件的功能及其调节方法。
2. 了解铁磁共振的测量原理和实验条件, 通过观测铁磁共振现象认识磁共振的一般特性。
3. 通过示波器观察 YIG 多晶小球的铁磁共振信号, 确定共振磁场, 根据微波频率计算单晶样品的 g 因子和旋磁比 γ 。
4. 通过数字式检流计测量谐振腔输出功率与磁场的关系, 描绘共振曲线, 确定共振磁场 H_r , 并根据测量曲线确定共振线宽 ΔH , 估算 YIG 多晶样品的弛豫时间 τ 。
5. 通过示波器观察 YIG 单晶小球的铁磁共振信号, 通过移相器观察单个共振信号, 学会示波器观测确定共振磁场的方法。

【实验原理】

1. 铁磁共振原理

铁磁共振 (FMR) 观察的对象是铁磁介质中的未偶电子, 因此可以说它是铁磁介质中的电子自旋共振。由磁学知识可知, 物质的铁磁性主要来源于原子或离子在未满壳层中存在的非成对电子自旋磁矩。由于电子自旋磁矩之间存在着强耦合作用, 使铁磁介质中存在着许多自发磁化的小区域, 这样的小区域称为磁畴。

一块宏观的铁磁材料包含有大量的磁畴区域, 每一个磁畴都有一定的磁矩, 并有各自的取向, 在未加外磁场前, 排列是无序的, 对外的效果相互抵消, 不显磁性。在外加磁场后, 各磁畴的磁矩转变为有序, 并趋向外磁场 \mathbf{H} 的方向, 对外显出较强的磁性。

铁磁介质中的电子自旋磁矩 (单位体积内的或每一个磁畴的磁矩), 用磁化强度矢量 \mathbf{M} 表示 (简称磁矩 \mathbf{M})。对各向同性的磁性介质, 其磁化强度矢量 \mathbf{M} 与磁场 \mathbf{H} 以及磁感应强度 \mathbf{B} 都在同一方向, 因此有

$$\begin{cases} \mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \\ \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \\ \mu_r = 1 + \chi \end{cases} \quad (1)$$

式中磁化率 χ 和相对磁导率 μ_r 都是标量, 它们是表征各向同性磁介质磁化特性的参量。

在恒定磁场作用下的铁氧体是一种非线性各向异性的磁性介质 (铁氧体是铁和一种或多种适当的金属元素的复合化合物, 是铁磁性介质的典型代表), 此时 \mathbf{M} 、 \mathbf{H} 和 \mathbf{B} 三个矢量一般不在同一方向上, 因此 (1) 式不再适用, 需另外定义其磁化参量——张量磁化率 $\tilde{\chi}$ 和相对张量磁导率 $\tilde{\mu}_r$ 。

铁磁介质的磁导率主要由电子自旋所决定, 按照经典力学原理电子自旋角动量 \mathbf{J}_m 与自旋磁矩 \mathbf{P}_m 有如下关系

$$\mathbf{P}_m = \gamma \mathbf{J}_m \quad (2)$$

式中
$$\gamma = -g\mu_B / \hbar \quad (3)$$

称为旋磁比。在外磁场 \mathbf{H} 中自旋电子将受到一个力矩 \mathbf{T} 的作用

$$\mathbf{T} = \mathbf{P}_m \times \mathbf{H} \quad (4)$$

因而角动量 \mathbf{J}_m 发生变化, 其运动方程为

$$\frac{d\mathbf{J}_m}{dt} = \mathbf{T} \quad (5)$$

将式 (2)，式 (4) 带入上式得到

$$\frac{d\mathbf{P}_m}{dt} = \gamma(\mathbf{P}_m \times \mathbf{H}) \quad (6)$$

若在铁氧体中单位体积内有 N 个自旋电子，则磁化强度 \mathbf{M} 为

$$\mathbf{M} = N\mathbf{P}_m \quad (7)$$

因此有

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \quad (8)$$

若磁矩 \mathbf{M} 按 $\mathbf{M} = m_{x,y} e^{i\omega_0 t}$ 规律进动，而恒磁场 $\mathbf{H} = H_0 \mathbf{i}_z$ ，带入上式解此方程，得到

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad (9)$$

这就是通常称为拉莫尔 (Larmor) 进动的运动方式，如图 1 所示， ω_0 为磁矩 \mathbf{M} 的自由进动角频率。

从量子力学的观点来看，共振吸收现象发生在电磁场的量子 $\hbar\omega$ 恰好等于系统 \mathbf{M} 的两个相邻塞曼能级间的能量差，即

$$\hbar\omega = \Delta E \quad (10)$$

吸收过程中产生 $\Delta m = -1$ 的能级跃迁，因此这一条件等同于 $\omega = \gamma H_0 = \omega_0$ ，与经典力学的结论一致。

若取 $g \approx 2$ ，可得进动的频率为：

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{\gamma}{2\pi} H_0 = 2.80 H_0 \quad (11)$$

如外加恒磁场 $H_0 = 0.3T$ ，则 $f_0 \approx 9000 \text{ MHz}$ ，它在微波波段范围之内。

在外加恒定磁场 \mathbf{H}_0 的作用下，磁矩 \mathbf{M} 将围绕着磁场 \mathbf{H}_0 进动。实际上这种进动是不会延续很久的，因为磁介质内部有损耗存在，即磁矩进动受到某种阻力，这种阻力迫使进动角 θ 不断减小，最后使 \mathbf{M} 趋向于磁场 \mathbf{H}_0 ，如图 2 所示。这个过程就是磁化过程，磁性介质所以能被磁化就说明其内部存在有阻尼损耗。图中 \mathbf{T}_D 表示阻尼力，其方向指向 \mathbf{H}_0 。磁矩 \mathbf{M}

受阻尼力的作用很快地转向 \mathbf{H}_0 方向，其周期约为 $10^{-6} \sim 10^{-9} s$ ，如果要维持其进动，必须另外提供能量。因此，一般来说外加磁场 \mathbf{H} 由两部分组成：一是外加恒磁场 \mathbf{H}_0 ，二是交变磁场 \mathbf{h} （即微波磁场）。现在我们假设外加磁场 \mathbf{H} 为外加恒磁场 \mathbf{H}_0 与交变磁场 \mathbf{h} 之和，则

$$\begin{cases} \mathbf{H} = \mathbf{i}_z H_0 + \mathbf{h} e^{j\omega t} \\ \mathbf{M} = \mathbf{i}_z M_0 + \mathbf{m} e^{j\omega t} \end{cases} \quad (12)$$

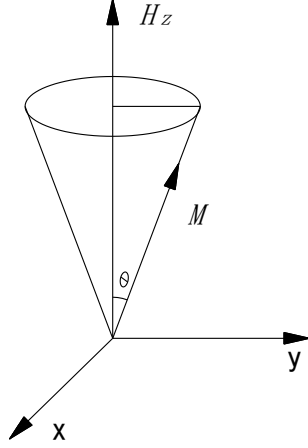


图1 磁矩在磁场中作拉莫尔进动

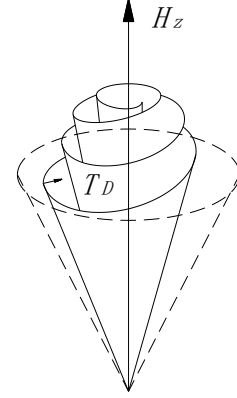


图2 磁矩在磁场中受阻尼进动

式中 \mathbf{m} 为磁矩 \mathbf{M} 的交变分量。将此式代入 (8) 式，因 $H_0 > h, M_0 > m$ ，化简后有

$$\mathbf{j}\omega \mathbf{m} = \gamma M_0 (\mathbf{i}_z \times \mathbf{h}) - \gamma H_0 (\mathbf{i}_z \times \mathbf{m}) \quad (13)$$

此处略去直流分量与二倍频率的项。

采用直角坐标，写成分量形式有

$$\begin{cases} \mathbf{m} = \mathbf{i}_x m_x + \mathbf{i}_y m_y + \mathbf{i}_z m_z \\ \mathbf{h} = \mathbf{i}_x h_x + \mathbf{i}_y h_y + \mathbf{i}_z h_z \end{cases} \quad (14)$$

可得到 (13) 式三个分量的方程式为

$$\begin{cases} j\omega m_x = -\omega_0 m_y - \gamma M_0 h_y \\ j\omega m_y = \gamma M_0 h_x + \omega_0 m_x \\ j\omega m_z = 0 \end{cases} \quad (15)$$

由此式可解出

$$\begin{cases} m_x = \frac{-j\omega\gamma M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y - \frac{\omega_0\gamma M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x \\ m_y = \frac{j\omega\gamma M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_x - \frac{\omega_0\gamma M_0}{\omega_0^2 - \omega^2} h_y \end{cases} \quad (16)$$

令

$$\begin{cases} \chi = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ \zeta = \frac{-\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ \omega_m = -\gamma M_0 \end{cases} \quad (17)$$

ω_m 称为铁氧体的本征角频率，它由 \mathbf{M}_0 决定，亦即由材料的性质所决定。

则 (16) 式可写为

$$\begin{cases} m_x = \chi h_x - j\zeta h_y \\ m_y = j\zeta h_x + \chi h_y \\ m_z = 0 \end{cases} \quad (18)$$

上式写成张量形式：

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= \tilde{\chi} \cdot \mathbf{h} \\ \tilde{\chi} &= \begin{bmatrix} \chi & -j\zeta & 0 \\ j\zeta & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (19)$$

$\tilde{\chi}$ 称为张量磁化率。

令磁感应强度 \mathbf{B} 的交变分量为 \mathbf{b} ，则由 $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ ，有

$$\begin{aligned} \mathbf{b} &= \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m}) = \mu_0(1 + \tilde{\chi}) \cdot \mathbf{h} = \tilde{\mu} \cdot \mathbf{h} \\ \tilde{\mu} &= \begin{bmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (20)$$

$\tilde{\mu}$ 称为张量磁导率。

在进动方程 (8) 中，我们没有考虑阻尼项，在计及阻尼时方程式应修改为（也称朗道—利弗希茨方程）

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) + \mathbf{T}_D \quad (21)$$

\mathbf{T}_D 是阻尼项，如果 $\mathbf{T}_D = 0$ ，就是非阻尼进动（拉莫尔进动）； $\mathbf{T}_D \neq 0$ 就是阻尼进动。磁化强度 \mathbf{M} 进动时所受的阻尼作用是一个极其复杂的过程，不仅其微观机制目前还不十分清楚，其宏观表达式也没有唯一的方式，这里我们采用布洛赫在研究核磁共振时提出的方式：

$$\mathbf{T}_D = -\frac{1}{\tau}[\mathbf{M} - \chi_0 \mathbf{H}] \quad (22)$$

于是进动方程可写为:

$$\begin{cases} \frac{dM_x}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_x - \frac{M_x}{\tau_2} \\ \frac{dM_y}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_y - \frac{M_y}{\tau_2} \\ \frac{dM_z}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H})_z - \frac{M_z - M_0}{\tau_1} \end{cases} \quad (23)$$

式中 τ_1 为纵向弛豫时间, τ_2 为横向弛豫时间。仿照以上方法解 (23) 式, 所导出的张量磁导率 $\bar{\mu}$ 中的 μ 和 K 都是复数, 即

$$\mu = \mu' - j\mu''; k = k' - jk''$$

其中实部 μ' 为铁磁介质在恒定磁场中的磁导率, 它决定磁性材料中贮存的磁能, 虚部 μ'' 则反应交变磁场能在磁性材料中的损耗。

以上结论说明在恒定磁场和微波磁场的同时作用下, b 和 h 的关系为张量形式, 其原因是磁矩 \mathbf{M} 在磁场的作用下作进动引起的。这也是旋磁性的主要特征。由此可设计出多种不可逆转的微波器件, 现在我们主要关心的是铁磁介质的另一个重要特征——铁磁谐振特性。当改变直流磁场 H_z 和微波频率 ω 时, 总可以发现在某一条件下, 铁磁体会出现一个最大的磁损耗, 亦即进动的磁矩会对微波能量产生一个强烈的吸收, 以克服由此损耗引起的阻力。现把 μ 的实部 μ' 和虚部 μ'' 写成如下形式:

$$\mu' = 1 + \frac{4\pi}{D} [M\gamma^2 H_z (1 + \frac{\lambda^2}{\gamma^2 M^2})(\gamma^2 H_0^2 - \omega^2) + 2\omega^2 \frac{\lambda^2}{\chi_0}] \quad (24)$$

$$\mu'' = \frac{4\pi}{D} \lambda \omega (\gamma^2 H_0^2 + \omega^2) \quad (25)$$

其中
$$D = (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \frac{\lambda^2}{\chi_0^2} \quad (26)$$

由 (26) 式可见, 当 $\omega = \omega_0 = \gamma H_z$ 时, D 取最小值。相应地 μ'' 出现最大值, 这就是共振吸收现象。如图 3 给出了 μ'' 随 H_0 变化的规律, 在共振曲线上峰值对应的 H_r 为共振磁场,

而 $\mu'' = \frac{1}{2} \mu_m''$ 两点对应的磁场间隔 $H_2 - H_1$ 称为共振线宽 ΔH ，在实用上铁磁谐振损耗并不用 μ'' 表示，而是采用共振线宽 ΔH 来表示，所以 ΔH 是描述铁氧体材料的一个重要参数。

ΔH 愈窄，磁损耗越低。 ΔH 的大小也同样反映磁性材料对电磁波的吸收性能，并在实验中直接测定。所以测量 ΔH 对研究铁磁共振的机理和提高微波器件性能是十分重要的。

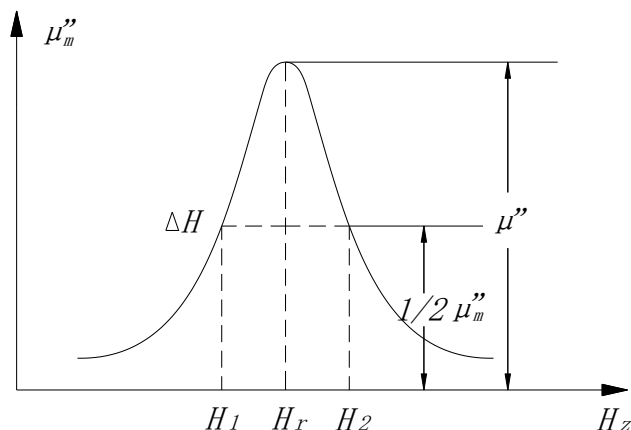


图 3 铁磁共振线宽 ΔH 的表示

共振线宽 ΔH 还与弛豫时间 τ 有关。磁矩 M 进动的阻尼作用也可用弛豫时间 τ 来表示。 ΔH 与 τ 的关系可由张量磁化率导出，满足下列关系：

$$\Delta H = 2/\gamma\tau \quad (27)$$

以上讨论，我们认为样品是无限大的。因为铁磁介质具有很强的磁性，在外磁场和高频磁场的作用下，在样品表面产生“磁荷”，相应地在样品内部产生退磁场，这个退磁场对共振要产生影响，它将使共振场发生很大的位移。这时共振条件 $\omega_0 = \gamma H_0$ 只适用于小球样品，因此，我们在实验中采用多晶或单晶铁氧体 YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$ 钇铁石榴石) 小球为样品。

2. 铁磁共振线宽 ΔH 的测量方法

观察铁磁共振我们采用传输式谐振腔法。传输式谐振腔是一个封闭的金属导体空腔，由一段标准矩形波导管，在其两端加上带有耦合孔的金属板，就可构成一个传输式谐振腔。谐振腔发生谐振时，腔长必须是半个波导波长的整数倍，电磁场形成驻波，电场与磁场有 90° 相位差，即当电场最大时磁场最小。

谐振腔的有载品质因数 Q_L 由下式确定

$$Q_L = \frac{f_0}{f_1 - f_2}$$

式中： f_0 为腔的谐振频率， f_1 ， f_2 分别为半功率点频率

当把样品放在腔内微波磁场最强处时，会引起谐振腔的谐振频率和品质因数的变化。如果样品很小，可看成一个微扰，即放进样品后所引起谐振频率的相对变化很小，并且除了样品所在的地方以外，腔内其他地方的电磁场保持不变，这时就可以就用谐振腔的微扰理论：当固定输入谐振腔的微波频率和功率，改变磁场 H ，则与腔体输出功率 P 之间存在着一定的对应关系。因此在铁磁共振实验中，可以将测量 $\mu''-H$ 曲线求 ΔH 的问题转化为测量 $P-H$ 曲线来求。半共振点的输出功率 $P_{1/2}$ （相当于 $\mu''=1/2\mu''_r$ 点）与共振时的输出功率 P_r 和远离共振区时的输出功率 P_0 有如下关系：

$$P_{\frac{1}{2}} = \frac{4P_0P_r}{(\sqrt{P_0} + \sqrt{P_r})^2}$$

应该指示的是：实验时由于样品 μ'' 的变化会使谐振频率发生偏移(频散效应)，为了得到准确的共振曲线和线宽，在逐点测绘铁磁共振曲线时，对于每一个恒磁场 H ，都要稍微改变谐振频率，使它与输入谐振腔的微波频率调谐。这在实验中难以做到，通常是考虑到样品谐振腔的频散效应后，对公式进行修正，修正公式为

$$P_{\frac{1}{2}} = \frac{2P_0P_r}{P_0 + P_r}$$

如果检波晶体管的检波满足平方律关系，则检波电流 $I \propto P$ ，则上式为

$$I_{\frac{1}{2}} = \frac{2I_0I_r}{I_0 + I_r}$$

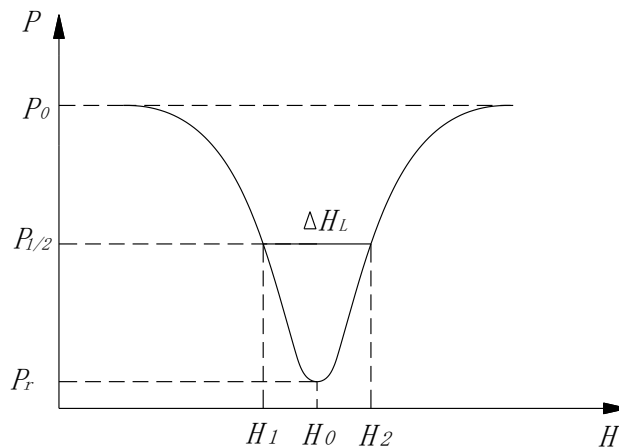


图 4 $P \sim H$ 关系曲线

图 4 给出了有阻尼作用时 YIG 的共振曲线，在共振点，YIG 样品对微波磁场有最大吸收，相当于最大功率吸收的一半的两个磁场之差称之为样品的铁磁共振有载线宽，

【实验内容】

传输式谐振腔采用 TE_{10n} 型矩型谐振腔(取 n 为偶数), 样品是多晶铁氧体小球, 直径约 1mm。

传输式谐振腔两端都必须加上带耦合孔的铜片, 接隔离器时要注意其方向。

1. **测量磁场:** 将高斯计探头放入谐振腔中心孔中, 并转动探头方向, 使传感器与磁场方向垂直(根据霍尔效应原理, 也就是使得传感器输出数值最大), 由小至大改变励磁电流, 记录电流读数与高斯计读数, 做电流—磁感应强度关系图, 找出关系式, 在后面的测量中可以不用高斯计, 而通过拟合关系式计算得出中心磁感应强度数值。

2. 调整系统到谐振状态

(1) 开启微波信号源 选择“等幅”方式, 预热 30 分钟。检波晶体管的检波电流与示波器相连。

(2) 仔细调整微波频率(可用扫频模式方便观察信号), 使微波频率到达谐振腔的谐振频率, 此时检波电流出现一个极值(可在示波器上观察), 调整检波器活塞使检波电流最大。此时系统处于谐振状态。

(3) 仔细调整波长表测微器, 找到检波电流的极小点, 读出测微器的值, 查“频率对照表”, 得到微波频率 f_0 , 此频率应为谐振频率。测量后将波长表调到远离谐振点的位置。

(4) 测量谐振腔的长度, 根据公式计算它的谐振频率, 与测量得到的谐振频率比较。

3. 观察铁磁共振现象

信号源用点频模式, 加上扫场, X输出连接示波器的通道1, 检波电流连接示波器的通道2, 调节稳恒磁场电流为1.5~2.0A范围内, 仔细调节稳恒磁场电流, 使示波器显示等铁磁共振吸收峰。若示波器用X—Y方式显示图样时, 调整“调相”和“磁场”, 使吸收峰处于图形的正中。记录稳恒磁场电流。

4. 测量 g 和 γ 及铁磁共振线宽 ΔH

(1) 断开扫场的一根接线, 将检波电流与检波指示器相连。将“磁场”电流调到共振时附近, 仔细调节使检波电流最小, 此时即发生铁磁共振时的磁场, 记录此时的磁场励磁电流 I , 换算成磁场大小, 计算回磁比 γ 、 g 因子。

(2) 励磁电流低于1.2A (远离共振区), 测量远离共振区的检波电流 I_0 , 根据原理部分就可以得出 $I_{1/2}$ 的大小, 根据 $I_{1/2}$ 的值, 仔细调节找出两个半功率点的对应励磁电流, 计算得出 ΔH 。

或者逐点扫描测量得出的共振曲线, 用作图法找到半功率点, 并得出共振线宽 ΔH 。

思考题

1. 在本实验中，传输式谐振腔 n 为什么取偶数？

参考资料

微波工程 David M Pozar 著 张肇仪 周乐柱 吴德明 翻译 电子工业出版社

近代物理实验 葛惟昆 王合英 清华大学出版社

沙振舜 黄润生 新编近代物理实验 南京大学出版社