

# 波導—介質表面波諧振腔

林貽坤 劉云梯

(物理系)

## 摘要

波導—介質表面波諧振腔是一種表面波諧振腔，它具有較高 $Q$ 、良好透光、體積小和電磁場能量分布非常集中等特點。本文對這種諧振腔的各種振蕩模式的場結構、電的和磁的場能量分布進行了理論分析，作出了一套設計曲線。實驗表明應用石英作為介質這類型的諧振腔 $Q$ 值可以達到2000~6000。將 $Q$ 值為2300左右的 $H_{101}^{\square}$ 型腔，作為高頻小調場順磁共振波譜儀的樣品腔，波譜儀的靈敏度可提高幾倍。

## 一 引言

在量子電子學的研究工作中對諧振腔除了要求有較高的 $Q$ 值外，還往往有其他一些特殊要求。例如固體光磁共振、光泵量子放大、激射光的調制等研究工作，都要求微波諧振腔具有良好的透光性能。為了滿足這一要求，一般是採用在普通的諧振腔的腔壁上沿着與腔壁電流平行方向開小孔以解決透光問題。這種辦法透光性能很不理想，而且對腔的 $Q$ 值有一定的影響。如何改革微波諧振腔使其既有良好透光性能又能保持較高的 $Q$ 值，這問題在國內外文獻尚未見很好地解決。

開放式傳輸綫早就引起人們注意，這種傳輸綫電磁波是依附介質表面來傳輸的。採用這種傳輸綫制成開放的波導式腔可以達到良好透光的目的是。本文對從這種腔演化出來的介質加載腔的振蕩模式、 $Q$ 值及其他有關問題進行初步的探討。

## 二 基本方程

設所研究的諧振腔是一任意截面的導尿管加載一塊厚度為 $b$ 的平板介質構成，介質是各向同性的、相對介電常數 $\epsilon_r > 1$ ，磁導率 $\mu = 1$ 。這種系統作為一個腔，

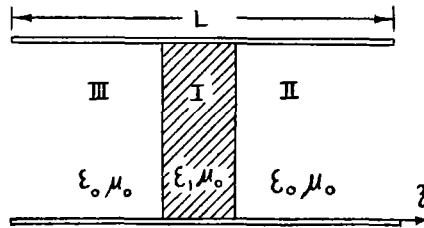
本文於1965年10月21日收到。

在谐振时系统内的电磁场能量集中在介质内和介质表面附近的空間。电磁场满足亥姆霍兹方程:

$$\nabla^2 \frac{\vec{E}}{H} + k^2 \frac{\vec{E}}{H} = 0 \quad (1)$$

和边界条件。引进赫兹矢量  $\vec{\Pi}^{m,e} = \vec{a}_z \Pi_z^{m,e}$  则有

$$\Delta^2 \Pi_z^{m,e} + k^2 \Pi_z^{m,e} = 0 \quad (2)$$



图一

如图一所示,把系统分为 I、II、III 区。考虑到这系统的对称性,并在  $z \rightarrow \infty$  处电磁场各分量必须是有限值, (2) 式的解应有如下形式:

$$\begin{aligned} \Pi_{zI}^{m,e} &= A_1 \Phi_{m,e}(\chi_1, \chi_2) \frac{\sin \gamma_1 z}{\cos \gamma_1 z} & -\frac{b}{2} \leq z \leq \frac{b}{2} \\ \Pi_{zII}^{m,e} &= A_2 \Phi_{m,e}(\chi_1, \chi_2) e^{-\gamma_2 z} & \frac{b}{2} \leq z < \infty \\ \Pi_{zIII}^{m,e} &= A_3 \Phi_{m,e}(\chi_1, \chi_2) e^{\gamma_2 z} & -\infty < z \leq -\frac{b}{2} \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\Phi_{m,e}(\chi_1, \chi_2)$  为满足边界条件的横向座标函数;  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  分别为 I 区和 II 区的纵向常数, 两者均为正实数并且满足下列关系:

$$\begin{aligned} k_1^2 - \gamma_1^2 &= k_0^2 \\ k_0^2 + \gamma_2^2 &= k_0^2 \end{aligned} \quad (4)$$

这里  $k_1$ 、 $k_0$  分别是 I 区和 II 区的传输常数,  $k_0$  是截止波数, 由  $\Phi_{m,e}(\chi_1, \chi_2)$  决定。

从以上结果可得电磁场的各分量:

TE 型振荡:

第 I 区

$$\begin{aligned}
 E_{x_1} &= j\omega A_1 \frac{\partial \Phi_m(x_1, x_2)}{\partial x_2} \frac{\sin \gamma_1 z}{\cos \gamma_1 z} \\
 E_{x_2} &= -j\omega A_1 \frac{\partial \Phi_m(x_1, x_2)}{\partial x_1} \frac{\sin \gamma_1 z}{\cos \gamma_1 z} \\
 H_{x_1} &= \pm \frac{1}{\mu} A_1 \gamma_1 \frac{\partial \Phi_m(x_1, x_2)}{\partial x_1} \frac{\cos \gamma_1 z}{\sin \gamma_1 z} \\
 H_{x_2} &= \pm \frac{1}{\mu} A_1 \gamma_1 \frac{\partial \Phi_m(x_1, x_2)}{\partial x_2} \frac{\cos \gamma_1 z}{\sin \gamma_1 z} \\
 H_z &= \frac{1}{\mu} k_c^2 A_1 \Phi_m(x_1, x_2) \frac{\sin \gamma_1 z}{\cos \gamma_1 z}
 \end{aligned} \tag{5a}$$

## 第 I、III 区

$$\begin{aligned}
 E_{x_1} &= j\omega A_{2,3} \frac{\partial \Phi_m(x_1, x_2)}{\partial x_2} e^{\mp \gamma_2 z} \\
 E_{x_2} &= -j\omega A_{2,3} \frac{\partial \Phi_m(x_1, x_2)}{\partial x_1} e^{\mp \gamma_2 z} \\
 H_{x_1} &= \mp \frac{\gamma_2}{\mu} A_{2,3} \frac{\partial \Phi_m(x_1, x_2)}{\partial x_1} e^{\mp \gamma_2 z} \\
 H_{x_2} &= \mp \frac{\gamma_2}{\mu} A_{2,3} \frac{\partial \Phi_m(x_1, x_2)}{\partial x_2} e^{\mp \gamma_2 z} \\
 H_z &= \frac{1}{\mu} k_c^2 A_{2,3} \Phi_m(x_1, x_2) e^{\mp \gamma_2 z}
 \end{aligned} \tag{5b}$$

TM型振荡:

## 第 I 区

$$\begin{aligned}
 E_{x_1} &= \pm \frac{1}{\epsilon_1} A_1 \gamma_1 \frac{\partial \Phi_e(x_1, x_2)}{\partial x_1} \frac{\cos \gamma_1 z}{\sin \gamma_1 z} \\
 E_{x_2} &= \pm \frac{1}{\epsilon_1} A_1 \gamma_1 \frac{\partial \Phi_e(x_1, x_2)}{\partial x_2} \frac{\cos \gamma_1 z}{\sin \gamma_1 z} \\
 E_z &= \frac{1}{\epsilon_1} k_c^2 A_1 \Phi_e(x_1, x_2) \frac{\sin \gamma_1 z}{\cos \gamma_1 z} \\
 H_{x_1} &= -j\omega A_1 \frac{\partial \Phi_e(x_1, x_2)}{\partial x_2} \frac{\sin \gamma_1 z}{\cos \gamma_1 z} \\
 H_{x_2} &= j\omega A_1 \frac{\partial \Phi_e(x_1, x_2)}{\partial x_1} \frac{\sin \gamma_1 z}{\cos \gamma_1 z}
 \end{aligned} \tag{6a}$$

## 第 I、II 区

$$E_{x_1} = \mp \frac{1}{\epsilon_0} A_{2,3} \gamma_2 \frac{\partial \Phi_e(x_1, x_2)}{\partial x_1} e^{\pm \gamma_2 z}$$

$$E_{x_2} = \mp \frac{1}{\epsilon_0} A_{2,3} \gamma_2 \frac{\partial \Phi_e(x_1, x_2)}{\partial x_2} e^{\mp \gamma_2 z}$$

$$E_z = \frac{1}{\epsilon_0} k^2 A_{2,3} \Phi_e(x_1, x_2) e^{\mp \gamma_2 z} \quad (6b)$$

$$H_{x_1} = -j\omega A_{2,3} \frac{\partial \Phi_e(x_1, x_2)}{\partial x_2} e^{\mp \gamma_2 z}$$

$$H_{x_2} = j\omega A_{2,3} \frac{\partial \Phi_e(x_1, x_2)}{\partial x_1} e^{\mp \gamma_2 z}$$

从以上(5a)和(6a)两公式知电磁场的纵向分量  $H_z$  (TE型)、 $E_z$  (TM型) 作为  $z$  的函数都具有  $\sin$  或  $\cos$  的变化型式, 我们分别称为奇对称振荡型或偶对称振荡型。

从电磁场在  $z = \pm \frac{b}{2}$  处匹配的条件, 对于 TE 型振荡, 偶对称振荡型有:

$$\gamma_2 = \gamma_1 \operatorname{tg} \frac{\gamma_1 b}{2} \quad (7a)$$

奇对称振荡型有:

$$\gamma_2 = -\gamma_1 \operatorname{ctg} \frac{\gamma_1 b}{2} \quad (7b)$$

对于 TM 型振荡, 偶对称振荡型有:

$$\gamma_2 = \frac{1}{\epsilon_r} \gamma_1 \operatorname{tg} \frac{\gamma_1 b}{2} \quad (8a)$$

奇对称振荡型有:

$$\gamma_2 = -\frac{1}{\epsilon_r} \gamma_1 \operatorname{ctg} \frac{\gamma_1 b}{2} \quad (8b)$$

考虑到  $\gamma_2$  是正实数, 由(7a)和(8a)可知, 对于偶对称振荡型,  $\gamma_1$  应取下列的值:

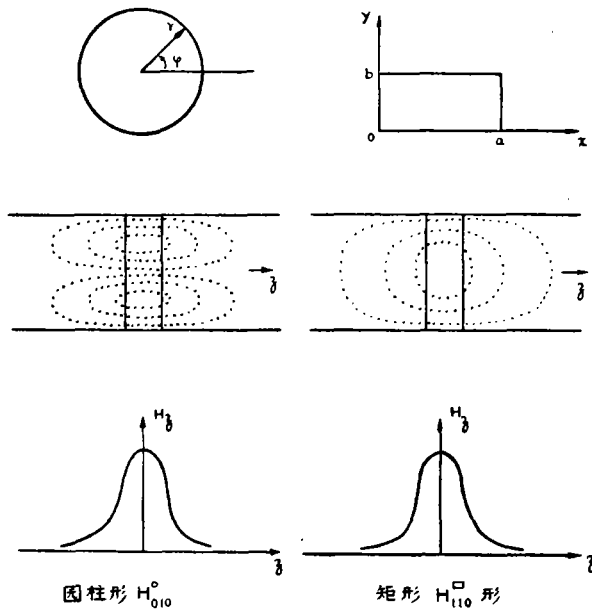
$$(p-1) \frac{\pi}{2} < \frac{\gamma_1 b}{2} < p \frac{\pi}{2} \quad p=1, 3, 5, \dots \quad (9a)$$

由(7b)和(8b)可知, 对于奇对称振荡型,  $\gamma_1$  应取下列的值:

$$(p-1) \frac{\pi}{2} < \frac{\gamma_1 b}{2} < p \frac{\pi}{2} \quad p=2, 4, 6, \dots \quad (9b)$$

### 三 规则截面腔的振荡模式及其场结构

把腔应用到量子电子学中去, 腔内电磁场结构对量子电子学器件的设计是个重要问题。这里以圆形截面与矩形截面的腔为例来讨论腔的振荡模式及其场结构。



图二 規則截面腔場結構的两种具体形式

对园型截面腔:

$$\Phi_m(\chi_1, \chi_2) = A J_n(k_0 r) \frac{\cos}{\sin} m\varphi \tag{10a}$$

对矩型截面腔:

$$\Phi_m(\chi, \chi_2) = B \cos \frac{m\pi}{a} x \cos \frac{n\pi}{b} y \tag{10b}$$

不論何種振蕩模式，在介質外空間中，電磁場均以指數形式沿 ± z 方向衰減。

从以上結果可知，这种腔的場結構与普通空腔的場結構极为相似，只是由于介質的加载使电磁场能够收斂介質周围。这一特性对这种腔在量子电子学器件中的应用十分有利，因为在这些器件中的工作物質往往是  $\epsilon$  值較大的低損耗介質，如紅寶石。这样我們就可以將紅寶石当作腔的加载介質，選擇恰当的波型和腔的尺寸，便可使电磁場高度集中于介質內。但是如果把这腔作为光磁共振波譜仪腔，則由于电磁場过分集中于介質內部，而引起一些不便，不过这問題应用腔的微扰理論分析，將不难获得完滿解决。

和普通空腔一样我們可以用  $TE_{mnp}$  和  $TM_{mnp}$  来表示腔的各种振蕩模式，其中下标  $m, n$  的意义与空腔相同， $p$  的意义則表示  $\frac{\gamma_1 b}{2}$  所在的角度象限，如(9a)和(9b)所示，当  $p$  为奇数时是偶对称振蕩模式，当  $p$  为偶数时是奇对称振蕩模式。

### 四 諧振頻率的計算

从式(4)(7)和(8)可得下列关系:

TE 型振蕩:

$$\text{偶对称 } \frac{b}{\lambda_0} = \left[ \pi(\epsilon_r - 1)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} \frac{\psi_1}{|\cos\psi_1|} \quad (11a)$$

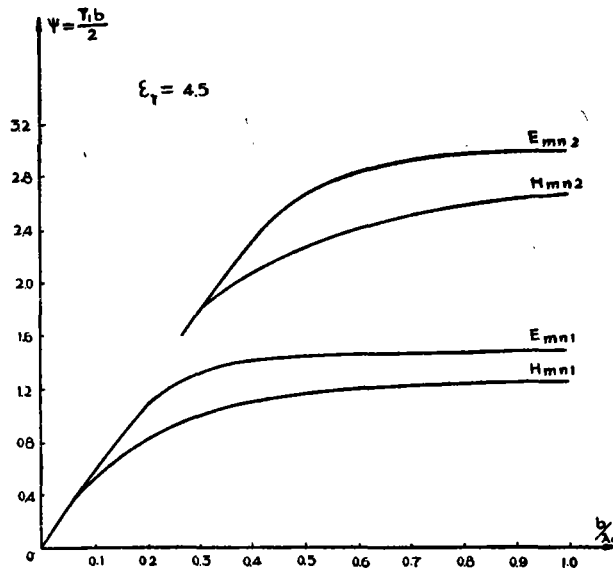
$$\text{奇对称 } \frac{b}{\lambda_0} = \left[ \pi(\epsilon_r - 1)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} \frac{\psi_1}{|\sin\psi_1|} \quad (11b)$$

TM 型振蕩:

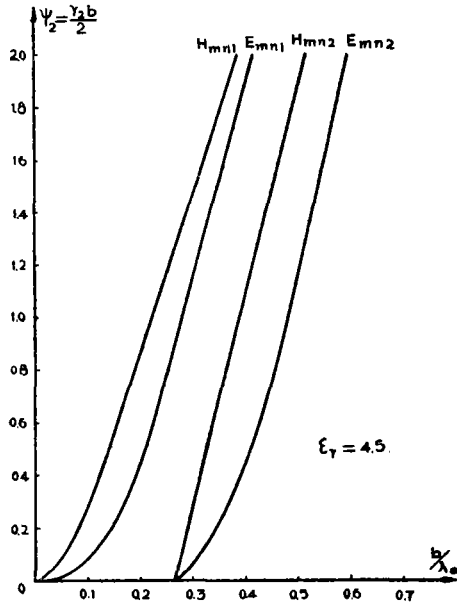
$$\text{偶对称 } \frac{b}{\lambda_0} = \left[ \pi(\epsilon_r - 1)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} \psi_1 \left( 1 + \frac{1}{\epsilon_r^2} \tan^2 \psi_1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11c)$$

$$\text{奇对称 } \frac{b}{\lambda_0} = \left[ \pi(\epsilon_r - 1)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} \psi_1 \left( 1 + \frac{1}{\epsilon_r^2} \cot^2 \psi_1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (11d)$$

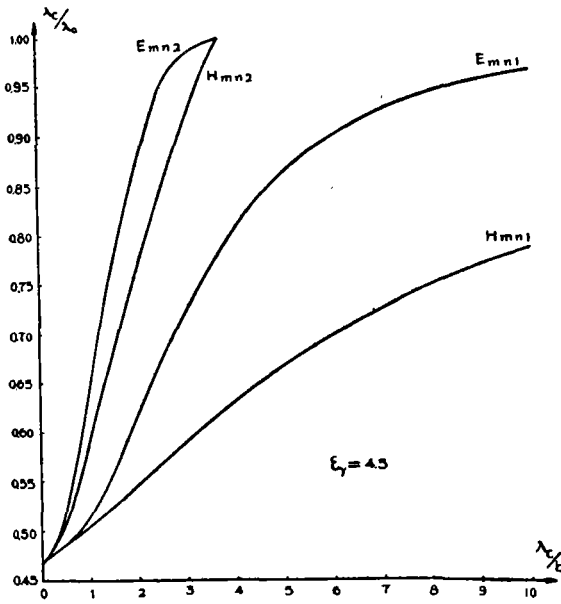
其中  $\psi_1 = \frac{\gamma_1 b}{2}$ ,  $\psi_2 = \frac{\gamma_2 b}{2}$ 。由这四个方程和(4)式可作出如下几組曲綫(图三、四、五):



图三



图四



图五

以上几组曲线适用于任意截面形状的腔, 其中  $\lambda_0 = \frac{2\pi}{k_0}$  是决定于截面形状尺寸和振荡模式的常数。

从图五曲线, 如果介质的厚度、导体管的截面形状尺寸和振荡模式已知(即  $b$  和  $\lambda_0$  已知), 则很快地可找到工作波长  $\lambda_0$ ; 反之如果工作波长及振荡模式已确定, 则可以方便地从图五确定截面尺寸和加载介质的厚度。

## 五 谐振腔内部电磁场能量的分布

微波谐振腔在量子放大器、光磁共振或光调制技术上的应用时, 充分了解腔内电磁场能量的分布是十分必要的。我们应用电分布因子和磁分布因子分别表示电场能量和磁场能量在介质内(即第 1 区内)的分布, 这些分布因子定义如下:

电分布因子:

$$\rho_e = \frac{\text{分布在介质内的电场能量}}{\text{腔内总电能}} = \frac{\int_{v_1} \epsilon_1 |E|^2 dv}{\int_v \epsilon |E|^2 dv} \quad (12)$$

磁分布因子

$$\rho_m = \frac{\text{分布在介质内的磁场能量}}{\text{腔内总磁能}} = \frac{\int_{v_1} \mu_1 |H|^2 dv}{\int_v \mu |H|^2 dv} \quad (13)$$

将式(5a)(5b)(6a)和(6b)代入于式(12)(13)可得表示各种波型分布因子的普遍表达式:

偶对称 TE 型振荡

$$\rho_e = \frac{\epsilon_r(\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \operatorname{tg} \psi_1}{\epsilon_r(\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \operatorname{tg} \psi_1 + \cos^2 \psi_1} \quad (14a)$$

$$\rho_m = \frac{\left[ \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \operatorname{tg} \psi_1}{\left[ \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \operatorname{tg} \psi_1 + \left( \frac{\gamma_2^2}{k_0^2} + 1 \right) \cos^2 \psi_1} \quad (14b)$$

奇对称 TE 型振荡

$$\rho_e = \frac{\epsilon_r(\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \operatorname{ctg} \psi_1}{\epsilon_r(\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \operatorname{ctg} \psi_1 - \sin^2 \psi_1} \quad (15a)$$

$$\rho_m = \frac{\left[ \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \operatorname{ctg} \psi_1}{\left[ \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \operatorname{ctg} \psi_1 - \left( \frac{\gamma_2^2}{k_0^2} + 1 \right) \sin^2 \psi_1} \quad (15b)$$

偶对称 TM 振蕩

$$\rho_e = \frac{\frac{1}{\epsilon_r^2} \left[ \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \operatorname{tg} \psi_1}{\frac{1}{\epsilon_r^2} \left[ \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} (\psi_1 - \sin 2\psi_1) + (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \operatorname{tg} \psi_1 + \left( \frac{\gamma_2^2}{k_0^2} + 1 \right) \cos^2 \psi_1} \quad (16a)$$

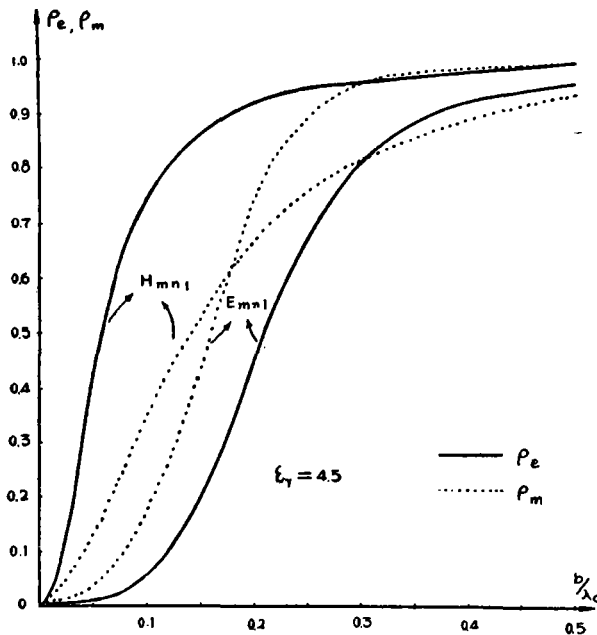
$$\rho_m = \frac{\frac{1}{\epsilon_r} (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \operatorname{tg} \psi_1}{\frac{1}{\epsilon_r} (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \operatorname{tg} \psi_1 + \cos^2 \psi_1} \quad (16b)$$

奇对称 TM 型振蕩

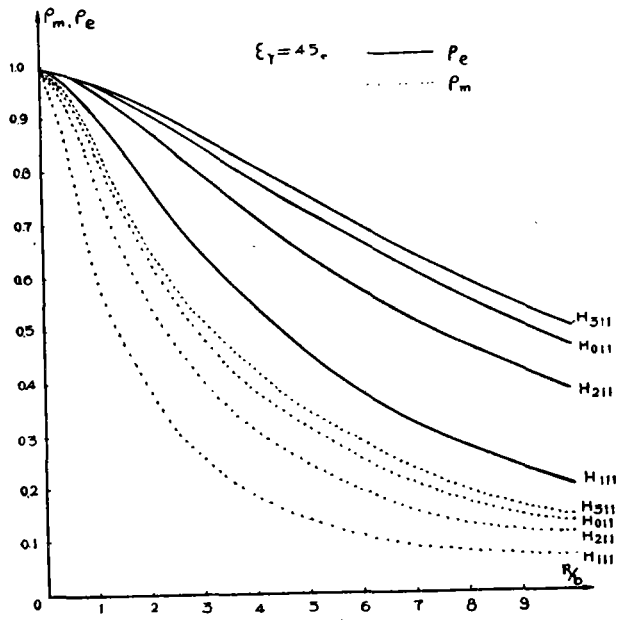
$$\rho_e = \frac{\frac{1}{\epsilon_r^2} \left[ \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \operatorname{ctg} \psi_1}{\frac{1}{\epsilon_r^2} \left[ \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \operatorname{ctg} \psi_1 - \left( \frac{\gamma_1^2}{k_0^2} + 1 \right) \sin^2 \psi_1} \quad (17a)$$

$$\rho_m = \frac{\frac{1}{\epsilon_r} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \operatorname{ctg} \psi_1}{\frac{1}{\epsilon_r} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \operatorname{ctg} \psi_1 - \sin^2 \psi_1} \quad (17b)$$

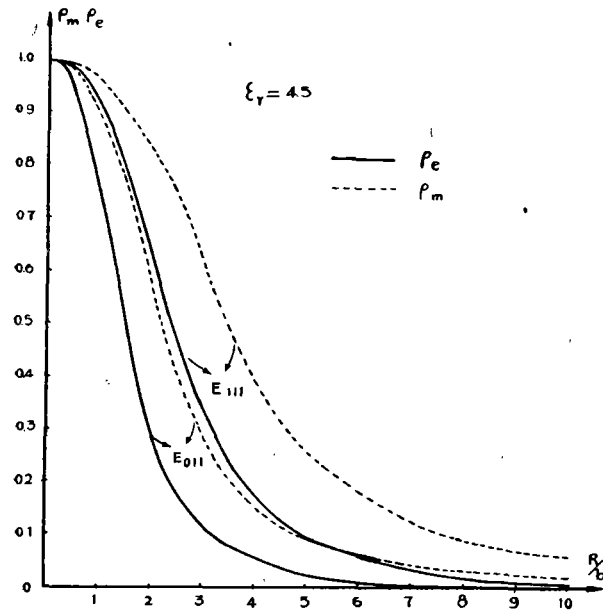
把以上結果用曲線表示，以備于在設計諧振腔時確定各主要部分尺寸的選擇。



图六a 电磁填充因子与b/λ₀关系曲线



图六b 圆柱形腔(H型)电磁填充子



图六c 圆柱形腔(H型)电磁填充因子

这里图六 a 适用于任意截面腔, 图六 b、图六 c 則是图六 a 的特殊情况, 只适用于圆柱型腔。矩形腔可得类似的结果。

## 六 諧振腔品質因素的計算

开放式諧振腔的損耗包括介質、腔壁和輻射三部分。分別用  $Q_d$ 、 $Q_w$ 、 $Q_R$  来表示反映这三部分損耗的  $Q$  值, 則腔的固有品質因素为:

$$Q_0^{-1} = Q_w^{-1} + Q_d^{-1} + Q_R^{-1} \quad (18)$$

如果导体管是无限长的則輻射損耗可以忽略。

介質損耗对于开放腔是个重要問題。因为开放腔的导体边界不是封閉的, 必須借助于介質才能使电磁場能量收斂在腔內, 因而要求介質必須具有較高的介电常数而且具有很低的介电損耗。

反映介質損耗的  $Q$  值定义为:

$$Q_d = \frac{\omega_0 \int_v \epsilon |E|^2 dv}{\int_{v_d} \sigma |E|^2 dv} = \frac{1}{\rho_e tg \Delta} \quad (19)$$

这里  $V_d$  为介質占有的体积,  $tg \Delta$  为介質損耗角正切,  $\rho_e$  为波型的电分布因子。将(14)–(17)式的結果代入(19)便可得各种振蕩模的  $Q_d$ 。

反映腔壁損耗的  $Q$  值定义为:

$$Q_w = \frac{2}{\delta} \frac{\int_v |H|^2 dv}{\int_\Sigma |H|^2 d\mathcal{E}} \quad (20)$$

把式(5)和(6)的結果代入可得各种振蕩模式的  $Q_w$  值普遍式。現以圆形波导为例, 可得:

偶对称 TE 振蕩:

$$Q_w \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{R}{\lambda_0} \frac{(1 - \frac{m^2}{\mu^2 m_n}) \left\{ \left( \frac{\gamma_1^2}{k_e^2} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + \left[ \frac{m^2}{\mu^2 m_n} \frac{\gamma_1^2}{k_e^2} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] tg \psi_1 + \left( \frac{\gamma_2^2}{k_e^2} + 1 \right) \cos^2 \psi_1 \right\}}{\left[ \frac{m^2}{\mu^2 m_n} \frac{\gamma_1^2}{k_e^2} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] tg \psi_1 + \left( \frac{\mu^2}{\mu^2 m_n} \frac{\gamma_2^2}{k_e^2} + 1 \right) \cos^2 \psi_1} \quad (21a)$$

奇对称 TE 型振蕩:

$$Q_w \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{R}{\lambda_0} \frac{\left(1 - \frac{m^2}{\mu^2 m_n}\right) \left\{ \left[ \frac{\gamma_1^2}{k_e^2} (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + \frac{m^2}{\mu^2 m_n} \frac{\gamma_1^2}{k_e^2} (\psi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) + (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \text{ctg} \psi_1 - \left( \frac{\gamma_1^2}{k_e^2} + 1 \right) \sin^2 \psi_1 \right\}}{\left[ \frac{m^2}{\mu^2 m_n} \frac{\gamma_2^2}{k_e^2} (\psi_1 - \frac{1}{2} \sin 2\psi_1) \right] \text{ctg} \psi_1 - \left( \frac{m^2}{\mu^2 m_n} \frac{\gamma_2^2}{k_e^2} + 1 \right) \sin^2 \psi_1} \quad (21b)$$

偶对称 TE 型振荡:

$$Q_w \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{R}{\lambda_0} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\nu^2 m_n - 4 \frac{\phi_1^2}{\epsilon_r^2} \text{tg}^2 \psi_1 \left( \frac{R}{b} \right)^2} \quad (21c)$$

奇对称 TE 振荡:

$$Q_w \frac{\delta}{\lambda_0} = \frac{R}{\lambda_0} \frac{1}{2\pi} \sqrt{\nu^2 m_n - 4 \frac{\phi_1^2}{\epsilon_r^2} \text{ctg}^2 \psi_1 \left( \frac{R}{b} \right)^2} \quad (21d)$$

将这些结果对各种具体波型的振荡画成一組曲线, 对于开放式腔的设计、振荡模的选择頗有指导意义。

同理, 对于矩形腔也可以求得类似于(21a)–(21b)的结果。

在上面计算  $Q_w$  时, 我们是假定了腔沿  $z$  方向是无限长的。但实际上腔的长度都是有限的, 因而存在辐射损耗。在计算反映辐射损耗的  $Q_R$  值时, 我们仍假定腔是无限长, 用  $W_T$  表示这无限长腔的总贮能, 用  $W_R$  表示这无限长腔中实际腔长度  $L$  以外的腔内电磁场能量。我们近似地认为这  $W_R$  等于实际腔的辐射能则可定义反映辐射损耗的  $Q$  值为:

$$Q_R = 2\pi \frac{W_T}{W_R} \quad (22)$$

不难解得:

$$Q_R = \frac{4\pi}{2 - (\rho_e + \rho_m)} \exp \left[ \gamma_2 (L - b) \right] \quad (23)$$

从式(18)知  $Q_R$  必须与  $Q_w$ 、 $Q_d$  相配合, 即要求太大的  $L$  值是不必要的,  $Q_R$  只要求与  $Q_w$  或  $Q_d$  中较大者同数量级便足够了。  $L$  的值可由下式确定:

$$L = b + \frac{1}{\gamma_2} \left( \ln Q_R - \ln \frac{4\pi}{1 - \rho_e - \rho_m} \right) \quad (24)$$

## 七 实 验 结 果

我们应用石英晶体作为加载介质, 对圆形和矩形的几种谐振模式进行了研究。

實驗結果列于表 I、表 II。

表 I, 圆柱形腔的實驗結果

振蕩模式	介質 厚度 b(cm)	波导管 直径 D(cm)	波导管 长度 L(cm)	f <sub>0</sub> (Mc/s)		Q 值				
						理論計算				實驗
				計算值	實驗值	Q <sub>w</sub>	Q <sub>a</sub>	Q <sub>R</sub>	Q <sub>0</sub>	
H <sub>011</sub> <sup>0</sup>	1.190	2.048	4.05	9323	9308±10	17330	10310	3.5×10 <sup>5</sup>	6452	6700
H <sub>111</sub> <sup>0</sup>	0.625	1.190	3.45	8966	8892±10	6969	10870	11580	3106	2300
H <sub>311</sub> <sup>0</sup>	0.563	2.815	5.18	8888	9026±10	11754	11110	1×10 <sup>6</sup>	3333	3400

振蕩模式	截面尺寸		波导管 长度 L(cm)	介质 厚度 b(cm)	f <sub>0</sub> (Mc/s)		Q <sub>0</sub> 值	
	a(cm)	c(cm)			計算值	實驗值	計算值	實驗值
H <sub>101</sub> <sup>1</sup>	1.09	0.542		0.499	8859	8800	2371	1853
H <sub>101</sub> <sup>1</sup>	1.09	0.548		0.613	8700	8466		
H <sub>101</sub> <sup>1</sup>	1.09	0.496		0.537	8697	8809		
H <sub>101</sub> <sup>1</sup>	1.09	0.541		0.445	9000	9372		

在測量 Q<sub>0</sub> 的時候我們是采用駐波比法測量，重復性比較差，測出的 Q 值誤差比較大。

我們還把這些腔代替微波波譜儀的普通諧振腔，同樣可以看到順磁共振譜綫。在有載 Q 值為 2300 時可使波譜儀的靈敏度增加數倍。

本校 1964 年畢業生黃華明、溫道慶、鄭克崙、劉均宜等四位同學參加了這項研究工作作為畢業論文。丘秉生和張光昭同志把這種諧振腔應用在順磁共振波譜儀中，作出了很好的結果。張紀富同志幫助進行諧振腔加工工作。

## 參 考 文 獻

- [1] 程士偉：上海市電子學會 1962 年年會論文選集 第 1—17 頁。
- [2] Э.М. Гутцайт : Р.И Э. : Том VII, 2, СТР.310—320, (1962).
- [3] E.O.Ammann and R.J.Morris: I.E.E.E.Transations on Microwave Theory and Techniques, Vol, MTT-11, PP.528-542, Nov., 1963.

## Waveguide-dielectric Surface Wave Cavity.

Lin I-kuen      Liu Yn-tee

## Abstract

Waveguide-dielectric surface wave cavity is a kind of surface wave cavity, with the speciality of relatively high  $Q$ , very suitable for light transmission, very small in dimension and very concentric electromagnetic energy distribution. A theoretical analysis of field construction and electric and magnetic field energy distributions of various cavity modes are presented. A set of design curves for various modes are given in this paper. It was shown experimentally that if quartz was used as the filling dielectric in the cavity, the  $Q$  value could be as high as 2000~6000. A  $H_{101}^{\pm}$  mode cavity with  $Q \approx 2300$  was used as a sample cavity in the high frequency small field modulated EPR spectrometer, the sensitivity of the spectrometer was several times higher than before.