

电磁波在充有双介质片的平行金属板间的传播*

陈孟堯 陈明珍¹⁾
(兰州大学)

提 要

本文详细地分析了电磁波在充有双介质片的平行金属板间的传播特性。计算表明：这种波导(LM_{11} 波)不仅保持了H形金属介质波导(LM_{11} 波)的工作特性，而且还显著地降低了介质损耗；增宽了频带。

电磁波在充有单介质片的平行金属板间(即H形金属介质波导)的传播问题，自1953年 Tischer^[1]提出以来，引起了各国学者的注意，许多理论和少量实验工作^[2-14]都指出了它的工作特性，特别是在用 LM_{11} ^[10] (即 HE_{11} ^[1-9]) 波来传输电磁波时，有一系列的优点：在毫米波段，有足够大的尺寸；金属损耗小，并随频率的增高而减小；没有纵向电流，因而在波导连接时不需特殊的扼流装置；制造工艺简单，成本低廉等。但是，它的介质损耗太大，因而，设法降低H形波导的介质损耗，是应用于毫米波段需要解决的重要课题。虽然采用泡沫塑料来填充波导，可使介质损耗大大降低^[7]，但其能量集中效应不佳，介质的体积过大，而且还有部分加工困难，因而实际意义不大。

我们从另一角度出发，力图降低介质损耗。即在平行金属板间填充若干层介质片，构成层状介质片的H形波导(如图1所示)，以传输电磁能量。这种结构虽已由 Tischer^[4]提出，但至今尚未进行过系统的理论分析。本文对平行金属板间填充两层介质片的情形(以后简称“双介质片H形波导”)，进行了详细地分析和计算，得到了一些有益的结果。

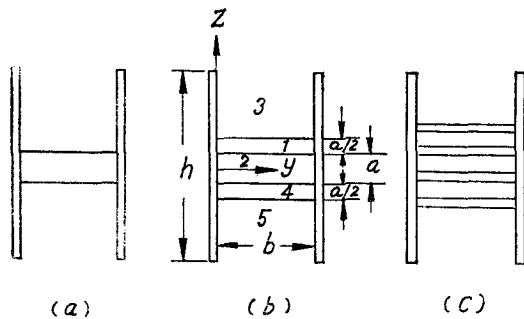


图1 各种层状介质片H形波导的横切面结构

- (a) 单介质片H形波导
- (b) 双介质片H形波导
- (c) 四介质片H形波导

一、波型分析

在图1(b)所示的双介质片H形波导中，已知 $\frac{\partial}{\partial x} = -\Gamma$ ，从 Maxwell 方程得

* 1963年7月27日收到；1963年11月5日收到第一次修改稿；1965年2月22日收到第二次修改稿。
1) 1963年应届毕业生。

$$\left. \begin{aligned}
 E_x &= E_x, \\
 E_y &= -\frac{\Gamma}{K^2 + \Gamma^2} \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{j\omega\mu}{K^2 + \Gamma^2} \frac{\partial H_x}{\partial z}, \\
 E_z &= -\frac{\Gamma}{K^2 + \Gamma^2} \frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{j\omega\mu}{K^2 + \Gamma^2} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \\
 H_x &= H_x, \\
 H_y &= \frac{j\omega\varepsilon}{K^2 + \Gamma^2} \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\Gamma}{K^2 + \Gamma^2} \frac{\partial H_x}{\partial y}, \\
 H_z &= -\frac{j\omega\varepsilon}{K^2 + \Gamma^2} \frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\Gamma}{K^2 + \Gamma^2} \frac{\partial H_x}{\partial z}.
 \end{aligned} \right\} (1)$$

而 E_x, H_x 满足波动方程

$$\nabla^2 L + K^2 L = 0,$$

其解可为 z 的奇函数或偶函数, 因而其场分量表示式可有四组:

- (i) E_x, H_x 皆为 z 的偶函数;
- (ii) E_x, H_x 皆为 z 的奇函数;
- (iii) E_x 为 z 的偶函数, H_x 为 z 的奇函数;
- (iv) E_x 为 z 的奇函数, H_x 为 z 的偶函数.

对于第二种情形, 通过(1)式可得在双介质片H形波导中, 各区域的场分量表示式分别如下:

在区域“1”, 即 $\frac{a}{2} < z < a$ 的介质片内,

$$\left. \begin{aligned}
 E_{1x} &= \frac{K_1^2 + \Gamma^2}{\varepsilon_1} F_{1c} \cos(\eta y - \varphi_c) \sin(k_d z - \xi_c), \\
 E_{1y} &= \frac{\Gamma\eta}{\varepsilon_1} F_{1c} \sin(\eta y - \varphi_c) \sin(k_d z - \xi_c) + j\omega k_d F_{1m} \cos(\eta y - \varphi_m) \cos(k_d z - \xi_m), \\
 E_{1z} &= -\frac{\Gamma k_d}{\varepsilon_1} F_{1c} \cos(\eta y - \varphi_c) \cos(k_d z - \xi_c) + j\omega\eta F_{1m} \sin(\eta y - \varphi_m) \sin(k_d z - \xi_m); \\
 H_{1x} &= -\frac{K_1^2 + \Gamma^2}{\mu_1} F_{1m} \cos(\eta y - \varphi_m) \sin(k_d z - \xi_m), \\
 H_{1y} &= -\frac{\Gamma\eta}{\mu_1} F_{1m} \sin(\eta y - \varphi_m) \sin(k_d z - \xi_m) + j\omega k_d F_{1c} \cos(\eta y - \varphi_c) \cos(k_d z - \xi_c), \\
 H_{1z} &= \frac{\Gamma k_d}{\mu_1} F_{1m} \cos(\eta y - \varphi_m) \cos(k_d z - \xi_m) + j\omega\eta F_{1c} \sin(\eta y - \varphi_c) \sin(k_d z - \xi_c).
 \end{aligned} \right\} (2a)$$

在区域“2”, 即 $-\frac{a}{2} < z < \frac{a}{2}$ 的空气内,

$$\left. \begin{aligned}
 E_{2x} &= \frac{\Gamma^2 + K_0^2}{\varepsilon_0} F_{2c} \cos(\eta y - \varphi_c) [2 \operatorname{sh} k_a z], \\
 E_{2y} &= \frac{\Gamma\eta}{\varepsilon_0} F_{2c} \sin(\eta y - \varphi_c) [2 \operatorname{sh} k_a z] + j\omega k_a F_{2m} \cos(\eta y - \varphi_m) [2 \operatorname{ch} k_a z], \\
 E_{2z} &= -\frac{\Gamma k_a}{\varepsilon_0} F_{2c} \cos(\eta y - \varphi_c) [2 \operatorname{ch} k_a z] + j\omega\eta F_{2m} \sin(\eta y - \varphi_m) [2 \operatorname{sh} k_a z];
 \end{aligned} \right\} (2b)$$

$$\left. \begin{aligned} H_{2x} &= -\frac{K_0^2 + \Gamma^2}{\mu_0} F_{2m} \cos(\eta y - \varphi_m) [2 \operatorname{sh} k_a z], \\ H_{2y} &= -\frac{\Gamma \eta}{\mu_0} F_{2m} \sin(\eta y - \varphi_m) [2 \operatorname{sh} k_a z] + j\omega k_a F_{2c} \cos(\eta y - \varphi_c) [2 \operatorname{ch} k_a z], \\ H_{2z} &= \frac{\Gamma k_a}{\mu_0} F_{2m} \cos(\eta y - \varphi_m) [2 \operatorname{ch} k_a z] + j\omega \eta F_{2c} \sin(\eta y - \varphi_c) [2 \operatorname{sh} k_a z]. \end{aligned} \right\}$$

在区域“3”，即 $z > a$ 的空气内，

$$\left. \begin{aligned} E_{3x} &= \frac{K_0^2 + \Gamma^2}{\epsilon_0} F_{3c} \cos(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z}, \\ E_{3y} &= \frac{\Gamma \eta}{\epsilon_0} F_{3c} \sin(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z} - j\omega k_a F_{3m} \cos(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z}, \\ E_{3z} &= \frac{\Gamma k_a}{\epsilon_0} F_{3c} \cos(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z} + j\omega \eta F_{3m} \sin(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z}; \\ H_{3x} &= -\frac{K_0^2 + \Gamma^2}{\mu_0} F_{3m} \cos(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z}, \\ H_{3y} &= -\frac{\Gamma \eta}{\mu_0} F_{3m} \sin(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z} - j\omega k_a F_{3c} \cos(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z}, \\ H_{3z} &= -\frac{\Gamma k_a}{\mu_0} F_{3m} \cos(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z} + j\omega \eta F_{3c} \sin(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z}. \end{aligned} \right\} \quad (2c)$$

在区域“4”，即 $-a < z < -\frac{a}{2}$ 的介质片内，

$$\left. \begin{aligned} E_{4x} &= \frac{K_1^2 + \Gamma^2}{\epsilon_1} F_{1c} \cos(\eta y - \varphi_c) \sin(k_d z + \xi_c); \\ H_{4x} &= -\frac{K_1^2 + \Gamma^2}{\mu_1} F_{1m} \cos(\eta y - \varphi_m) \sin(k_d z + \xi_m). \end{aligned} \right\} \quad (2d)$$

在区域“5”，即 $z < -a$ 的空气内，

$$\left. \begin{aligned} E_{5x} &= \frac{K_0^2 + \Gamma^2}{\epsilon_0} F_{3c} \cos(\eta y - \varphi_c) e^{k_a z}; \\ H_{5x} &= -\frac{K_0^2 + \Gamma^2}{\mu_0} F_{3m} \cos(\eta y - \varphi_m) e^{k_a z}. \end{aligned} \right\} \quad (2e)$$

以上诸式中都略去了共同因子 $e^{j\omega t - \Gamma x}$ ，并且

$$\left. \begin{aligned} K_1 &= \omega \sqrt{\epsilon_1 \mu_1}, \\ K_0 &= \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

是相应介质的波数； ϵ_0, μ_0 分别是空气的电介常数和磁导率； ϵ_1, μ_1 分别是介质片的电介常数和磁导率；而

$$\Gamma^2 + K_0^2 = \eta^2 - k_a^2, \quad \Gamma^2 + K_1^2 = \eta^2 + k_d^2, \quad (4)$$

k_a, k_d 分别是空气和介质内的横向传播常数； Γ 是双介质片H形波导的传播常数。

用同样的方法可求得其它三种情况的场分量表示式，这里不再累述。

从边界连续条件不难求得： E_x 和 H_x 任意一个为零时，在普遍情况下，有 $K_1 = K_0$ ，

即 $\varepsilon_1\mu_1 = \varepsilon_0\mu_0$ 。因而,在所讨论的系统中,横波是不存在的。

为了分型,我们可分别设 $H_x = 0, E_x = 0, H_y = 0, E_y = 0$, 相应地称为 $H_x = 0$ 的纵磁波, $E_x = 0$ 的纵电波, $H_y = 0$ 的纵磁波, $E_y = 0$ 的纵电波,并分别用符号 LM_{xy} 波, LE_{xy} 波, LM_{xz} 波, LE_{xz} 波来表示。

设 $H_x = 0$, 我们可定义一个函数 Φ , 使

$$E_x = \frac{\partial\Phi}{\partial z},$$

从 Maxwell 方程可得其余场分量为

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{\partial\Phi}{\partial z}, & E_y &= -\frac{1}{\Gamma} \frac{\partial^2\Phi}{\partial y \partial z}, & E_z &= \frac{1}{\Gamma} [\Gamma^2 - \eta^2]\Phi; \\ H_x &= -\frac{j\omega\varepsilon}{\Gamma} \frac{\partial\Phi}{\partial y}, & H_y &= -j\omega\varepsilon\Phi, & H_z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

而函数 Φ 是满足波动方程的,并可表为:

在区域“1”,

$$\Phi_1 = -A_1 \frac{\Gamma}{\varepsilon_1} \cos(\eta y - \varphi_c) \cos(k_d z - \xi_c);$$

在区域“2”,

$$\Phi_2 = -\frac{2\Gamma}{\varepsilon_0} A_2 \cos(\eta y - \varphi_c) \frac{\text{ch } k_a z}{\text{sh } k_a z};$$

在区域“3”,

$$\Phi_3 = -\frac{\Gamma}{\varepsilon_0} A_3 \cos(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z};$$

在区域“4”,

$$\Phi_4 = -\frac{\Gamma}{\varepsilon_1} A_1 \cos(\eta y - \varphi_c) \cos(k_d z + \xi_c);$$

在区域“5”,

$$\Phi_5 = \mp \frac{\Gamma}{\varepsilon_0} A_3 \cos(\eta y - \varphi_c) e^{k_a z}.$$

于是由(5)式就可得到,双介质片H形波导内 LM_{xy} 波的场分量表示式为:

在区域“1”,

$$\left. \begin{aligned} E_{1x} &= A_1 \frac{\Gamma k_d}{\varepsilon_1} \cos(\eta y - \varphi_c) \sin(k_d z - \xi_c), \\ E_{1y} &= A_1 \frac{\eta k_d}{\varepsilon_1} \sin(\eta y - \varphi_c) \sin(k_d z - \xi_c), \\ E_{1z} &= A_1 \frac{K_1^2 - k_d^2}{\varepsilon_1} \cos(\eta y - \varphi_c) \cos(k_d z - \xi_c); \\ H_{1x} &= -A_1 j\omega\eta \sin(\eta y - \varphi_c) \cos(k_d z - \xi_c), \\ H_{1y} &= A_1 j\omega\Gamma \cos(\eta y - \varphi_c) \cos(k_d z - \xi_c), \\ H_{1z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6a)$$

在区域“2”，

$$\left. \begin{aligned} E_{2x} &= -\frac{2\Gamma k_a}{\epsilon_0} A_2 \cos(\eta y - \varphi_c) \frac{\text{sh } k_a z}{\text{ch } k_a z}, \\ E_{2y} &= -\frac{2\eta k_a}{\epsilon_0} A_2 \sin(\eta y - \varphi_c) \frac{\text{sh } k_a z}{\text{ch } k_a z}, \\ E_{2z} &= 2 \frac{K_0^2 + k_a^2}{\epsilon_0} A_2 \cos(\eta y - \varphi_c) \frac{\text{ch } k_a z}{\text{sh } k_a z}; \\ H_{2x} &= -2j\omega\eta A_2 \sin(\eta y - \varphi_c) \frac{\text{ch } k_a z}{\text{sh } k_a z}, \\ H_{2y} &= 2j\omega\Gamma A_2 \cos(\eta y - \varphi_c) \frac{\text{ch } k_a z}{\text{sh } k_a z}, \\ H_{2z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6b)$$

在区域“3”，

$$\left. \begin{aligned} E_{3x} &= \frac{\Gamma k_a}{\epsilon_0} A_3 \cos(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z}, \\ E_{3y} &= \frac{\eta k_a}{\epsilon_0} A_3 \sin(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z}, \\ E_{3z} &= \frac{K_0^2 + k_a^2}{\epsilon_0} A_3 \cos(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z}; \\ H_{3x} &= -j\omega\eta A_3 \sin(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z}, \\ H_{3y} &= j\omega\Gamma A_3 \cos(\eta y - \varphi_c) e^{-k_a z}, \\ H_{3z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6c)$$

在区域“4”和“5”可仿上获得

$$E_{4x} = \frac{\Gamma k_d}{\epsilon_1} A_1 \cos(\eta y - \varphi_c) \sin(k_d z + \xi_c) \text{ 等}; \quad (6d)$$

和

$$E_{5x} = \mp \frac{\Gamma k_a}{\epsilon_0} A_3 \cos(\eta y - \varphi_c) e^{k_a z} \text{ 等}. \quad (6e)$$

式(6e)中取“—”表示对应着 Φ 为 z 的偶函数的情形,取“+”表示对应着 Φ 为 z 的奇函数的情形,分别称为 LM_{xy} 波的偶波和奇波。它们可用不同的激励方法来获得和分开。

由 $y=0$ 和 $y=b$ 的边界条件,可得

$$\varphi_c = \frac{\pi}{2}; \quad \eta = \frac{n\pi}{b} \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

n 表示两金属板间的半驻波数。显然, $n=0$ 的 LM_{xy} 波是不存在的。

利用 $z = \pm \frac{a}{2}$ 和 $z = \pm a$ 处的边界条件,可得

$$\left. \begin{aligned} k_a &= \frac{k_d \text{tg } k_d r}{\epsilon_r \text{th } k_a \frac{a}{2}} \quad (\text{对于偶波}), \\ k_a &= \frac{k_d}{\epsilon_r} \text{tg } k_d r \text{th } k_a \frac{a}{2} \quad (\text{对于奇波}), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$$k_a = \frac{k_d}{\epsilon_r} \operatorname{tg} k_d \left(\frac{a}{2} - r \right), \quad (8)$$

式中 $\epsilon_r = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_0}$ 是介质片的相对电介常数, 而

$$\xi_c = k_d \left(\frac{a}{2} + r \right), \quad (9)$$

r 表出磁场强度最大点伸入介质片内的深度, 如图 3 所示.

将(7),(8)式和

$$\operatorname{tg} k_d r = \frac{\operatorname{tg} k_d \frac{a}{2} - \epsilon_r \frac{k_a}{k_d}}{1 + \epsilon_r \frac{k_a}{k_d} \operatorname{tg} k_d \frac{a}{2}} \quad (10)$$

联立求解, 可得在介质中的横向传播常数 k_d 、在空气中的横向传播常数 k_a (其大小决定了辐射到波导外的能量) 和 r 与相对介质厚度 $a_0 = \frac{a}{\lambda_0}$ 间的关系.

同样, 设 $E_z = 0$, 可定义一个函数 Ψ , 使

$$\left. \begin{aligned} E_x &= \frac{j\omega\mu}{\Gamma} \frac{\partial\Psi}{\partial y}, & H_x &= \frac{\partial\Psi}{\partial z}, \\ E_y &= j\omega\mu\Psi, & H_y &= -\frac{1}{\Gamma} \frac{\partial^2\Psi}{\partial y \partial z}, \\ E_z &= 0; & H_z &= \frac{1}{\Gamma} (\Gamma^2 - \eta^2)\Psi. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

从而得到双介质片 H 形波导内, LE_{xy} 波的场分量表示式为

在区域“1”,

$$\left. \begin{aligned} E_{1x} &= j\omega\eta B_1 \cos(\eta y - \varphi_m) \cos(k_d z - \xi_m), \\ E_{1y} &= j\omega\Gamma B_1 \sin(\eta y - \varphi_m) \cos(k_d z - \xi_m), \\ E_{1z} &= 0; \\ H_{1x} &= -\frac{k_d\Gamma}{\mu_1} B_1 \sin(\eta y - \varphi_m) \sin(k_d z - \xi_m), \\ H_{1y} &= \frac{\eta k_d}{\mu_1} B_1 \cos(\eta y - \varphi_m) \sin(k_d z - \xi_m), \\ H_{1z} &= -\frac{K_1^2 - k_d^2}{\mu_1} B_1 \sin(\eta y - \varphi_m) \cos(k_d z - \xi_m). \end{aligned} \right\} \quad (12a)$$

在区域“2”,

$$\left. \begin{aligned} E_{2x} &= j2\omega\eta B_2 \cos(\eta y - \varphi_m) \frac{\operatorname{ch} k_a z}{\operatorname{sh} k_a z}, \\ E_{2y} &= j2\omega\Gamma B_2 \sin(\eta y - \varphi_m) \frac{\operatorname{ch} k_a z}{\operatorname{sh} k_a z}, \\ E_{2z} &= 0; \\ H_{2x} &= \frac{2\Gamma k_a}{\mu_0} B_2 \sin(\eta y - \varphi_m) \frac{\operatorname{sh} k_a z}{\operatorname{ch} k_a z}, \end{aligned} \right\} \quad (12b)$$

$$\left. \begin{aligned} H_{2y} &= -\frac{2\eta k_a}{\mu_0} B_2 \cos(\eta y - \varphi_m) \frac{\text{sh } k_a z}{\text{ch } k_a z}, \\ H_{2z} &= -\frac{2(K_0^2 + k_a^2)}{\mu_0} B_2 \sin(\eta y - \varphi_m) \frac{\text{ch } k_a z}{\text{sh } k_a z}. \end{aligned} \right\}$$

在区域“3”，

$$\left. \begin{aligned} E_{3x} &= j\omega\eta B_3 \cos(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z}, \\ E_{3y} &= j\omega\Gamma B_3 \sin(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z}, \\ E_{3z} &= 0; \\ H_{3x} &= -\frac{\Gamma k_a}{\mu_0} B_3 \sin(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z}, \\ H_{3y} &= \frac{\eta k_a}{\mu_0} B_3 \cos(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z}, \\ H_{3z} &= -\frac{K_0^2 + k_a^2}{\mu_0} B_3 \sin(\eta y - \varphi_m) e^{-k_a z}. \end{aligned} \right\} \quad (12c)$$

在区域“4”和“5”，可仿上获得

$$E_{4x} = j\omega\eta B_1 \cos(\eta y - \varphi_m) \cos(k_a z + \xi_m) \text{ 等}; \quad (12d)$$

和

$$E_{5x} = \pm j\omega\eta B_3 \cos(\eta y - \varphi_m) e^{k_a z} \text{ 等}, \quad (12e)$$

式(12e)中，取“+”表示对应 Ψ 为 z 的偶函数的情形，而取“-”表示对应 Ψ 为 z 的奇函数的情形，分别称之为 LE_{xy} 波的偶波和奇波。它们可用不同的激励方法来获得和分开。

由 $y = 0$ 和 $y = b$ 处之边界条件，可得

$$\varphi_m = \frac{\pi}{2}; \quad \eta = \frac{n\pi}{b} \quad n = 0, 1, 2, \dots,$$

n 表示在金属板间的半驻波数。 $n = 0$ 的 LE_{xy} 波是可能存在的。这时，场仅有三个分量： E_y 、 H_z 和 H_x 。

由 $z = \pm \frac{a}{2}$ 和 $z = \pm a$ 处的边界条件，可得

$$\left. \begin{aligned} k_a &= k_d \frac{\text{tg } k_d r}{\text{th } k_a \frac{a}{2}} \quad (\text{对于偶波}), \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

$$k_a = k_d \text{tg } k_d r \text{th } k_a \frac{a}{2} \quad (\text{对于奇波}),$$

$$k_a = k_d \text{tg } k_d \left(\frac{a}{2} - r \right), \quad (14)$$

与

$$k_a^2 + k_d^2 = (\epsilon_r - 1) \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 \quad (15)$$

联立求解，就得到 LE_{xy} 波的 k_a 、 k_d 和 r 与 a_0 间的关系。

利用同样的方法，可以求得 $H_y = 0$ 的 LM_{xz} 波和 $E_y = 0$ 的 LE_{xz} 波的场分量表示式。再利用边界条件不难证明：这两类波仅在两金属板间填充同样介质的情况下，才可能存在。

二、波型的截止

不论纵电波或纵磁波,其波导波长皆为

$$\lambda_{go} = \frac{\lambda_g}{\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + (k_{ao}/2\pi)^2 - (n/2b_0)^2}}. \quad (16)$$

根据波导波长为虚数的截止条件,得到介质片的相对临界宽度

$$b_{co} = \frac{b_c}{\lambda_0} = \frac{n\pi}{\sqrt{4\pi^2 + k_{ao}^2}}. \quad (17)$$

另一方面,从截止条件 $k_a = 0$, 可得介质片的相对临界厚度

$$a_{co} = \frac{a_c}{\lambda_0} = \frac{m-1}{\sqrt{\epsilon_r - 1}} + 2r_0, \quad (18)$$

m 表示沿 z 方向的半驻波数。显然, $m = 0$ 的波——场沿 z 方向没有变化的波,在此系统中是不能存在的。

因而,在双介质片H形波导中,存在的波型是: $(LE_{xy})_{0m}$ ($m \neq 0$) 波; $(LE_{xy})_{nm}$ (n, m 皆不为零) 波和 $(LM_{xy})_{nm}$ (n, m 皆不为零) 波。图 2 给出了在以纵磁波的最低型波(LM_{11} 波)来传输电磁能量时,介质尺寸应选取的范围。图中同时给出了单介质片H形波导的相应情形^[10]。显然,双片较单片优越。

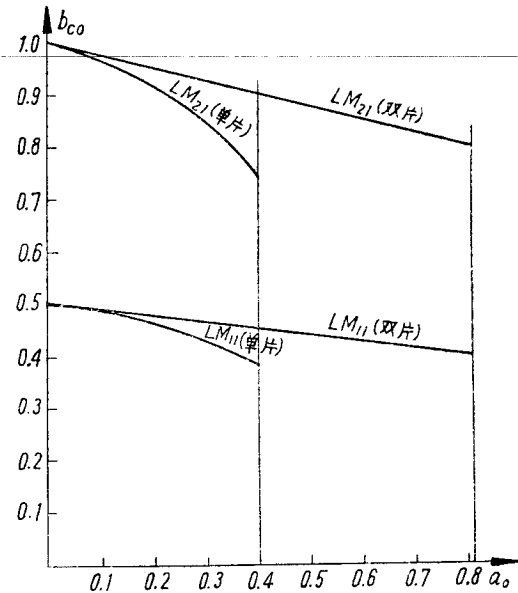


图2 单介质片和双介质片H形波导中 LM_{11} 波的临界尺寸比较

三、 LM_{11} 波的工作特性

1. 场方程和场结构

对于 LM_{11} 波 ($H_z = 0$) 的偶波,可由(6)式得其场分量表示式为在区域“1”,

$$\left. \begin{aligned} E_{1x} &= \frac{\Gamma k_d}{\epsilon_1} A_1 \sin \frac{\pi}{b} y \sin(k_d z - \xi_c), \\ E_{1y} &= -\frac{k_d \pi}{\epsilon_1 b} A_1 \cos \frac{\pi}{b} y \sin(k_d z - \xi_c), \\ E_{1z} &= \frac{K_1^2 - k_d^2}{\epsilon_1} A_1 \sin \frac{\pi}{b} y \cos(k_d z - \xi_c); \\ H_{1x} &= j\omega \frac{\pi}{b} A_1 \cos \frac{\pi}{b} y \cos(k_d z - \xi_c), \\ H_{1y} &= j\omega \Gamma A_1 \sin \frac{\pi}{b} y \cos(k_d z - \xi_c), \\ H_{1z} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (19a)$$

在区域“2”，

$$\left. \begin{aligned} E_{2x} &= -\frac{2\Gamma k_a}{\varepsilon_0} A_2 \sin \frac{\pi}{b} y \operatorname{sh} k_a z; \\ H_{2x} &= 2j\omega \frac{\pi}{b} A_2 \cos \frac{\pi}{b} y \operatorname{ch} k_a z. \end{aligned} \right\} \quad (19b)$$

在区域“3”，

$$\left. \begin{aligned} E_{3x} &= \frac{\Gamma k_a}{\varepsilon_0} A_3 \sin \frac{\pi}{b} y e^{-k_a z}; \\ H_{3x} &= j\omega \frac{\pi}{b} A_3 \cos \frac{\pi}{b} y e^{-k_a z}. \end{aligned} \right\} \quad (19c)$$

在区域“4”，

$$\left. \begin{aligned} E_{4x} &= \frac{\Gamma k_d}{\varepsilon_1} A_1 \sin \frac{\pi}{b} y \sin(k_d z + \xi_c); \\ H_{4x} &= j\omega \frac{\pi}{b} A_1 \cos \frac{\pi}{b} y \cos(k_d z + \xi_c). \end{aligned} \right\} \quad (19d)$$

在区域“5”，

$$\left. \begin{aligned} E_{5x} &= -\frac{\Gamma k_a}{\varepsilon_0} A_3 \sin \frac{\pi}{b} y e^{k_a z}; \\ H_{5x} &= -j\omega \frac{\pi}{b} A_3 \cos \frac{\pi}{b} y e^{k_a z}. \end{aligned} \right\} \quad (19e)$$

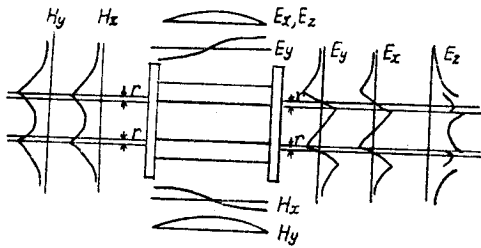


图3 双介质片H形波导中 $LM_{||}$ 波的场分布
区域“1”—“5”五个区域传输的功率之和,即

$$\begin{aligned} P_0 &= 2 \left\{ \frac{1}{2} \operatorname{Re} \iint_S (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot d\mathbf{S} \right\} = - \iint_S E_z H_y^* dS = \\ &= - \int_0^b \left\{ \int_0^{a/2} E_{2x} H_{2y}^* dz + \int_{a/2}^a E_{1x} H_{1y}^* dz + \int_a^\infty E_{3x} H_{3y}^* dz \right\} dy = \\ &= A_1^2 \frac{\alpha \omega b}{8 \varepsilon_0} (K_0^2 + k_a^2) \left\{ \left(a + \frac{\operatorname{sh} k_a a}{k_a} \right) \left[\frac{\cos \left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c \right)}{\operatorname{ch} k_a \frac{a}{2}} \right]^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\varepsilon_r} \left[a + \frac{\sin 2(k_d a - \xi_c) - \sin 2 \left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c \right)}{k_d} \right] + \frac{2}{k_a} \cos^2(k_d a - \xi_c) \right\}. \quad (20) \end{aligned}$$

由(19)式可得其场分布,如图3所示.将它与单介质片H形波导的 $LM_{||}$ 波的场分布^[10]进行比较,可以发现:它们是相似的,并且要特别指出它们都无纵向电流.

$LM_{||}$ 波的临界尺寸可由(17),(18)式求得,这已在图2中给出.

2. 传输功率

沿双介质片H形波导传输的功率,为沿

表 1 和表 2 列出的数值, 说明了沿波导传输的功率在各区域的分布情形。当介质片厚度愈大时, 沿两介质片之间的空气(即区域“2”)和介质片中(区域“1”和“4”)传播之功率增加, 即能量的集中效应愈好, 辐射损耗愈小。另一方面, 当频率增高时, 也有相同的结果。

表 1 当 $\epsilon_r = 2.53$, $b = 2.53$ 厘米, $f = 10$ 千兆赫时, 沿波导各部分传输的功率与介质片厚度间的关系

a_0	各区域传输的功率与总的传输功率之比		
	“1”和“4”, %	“2”, %	“3”和“5”, %
0.133	6.870	18.63	74.50
0.200	12.04	32.36	55.60
0.233	14.54	38.21	47.25
0.267	16.65	41.75	41.60
0.333	21.00	45.40	33.60

表 2 当 $\epsilon_r = 2.53$, $a = 0.305$ 厘米时, 沿波导各部分传输的功率与波长间的关系

λ_0 (cm)	各区域传输的功率与总的传输功率之比		
	“1”和“4”, %	“2”, %	“3”和“5”, %
1.307	14.70	38.10	47.20
1.144	17.05	40.75	42.20
0.915	21.20	44.93	33.80

3. 衰减系数

在波导金属壁上损耗的功率(简称金属损耗)为

$$\begin{aligned}
 P_w &= 4 \left\{ \frac{1}{2} R_s \int_0^\infty (\mathbf{H}_t \cdot \mathbf{H}_t^*)_{y=0} dz \right\} = \\
 &= 2R_s \left\{ \int_0^{a/2} (H_{2x}H_{2x}^*)_{y=0} dz + \int_{a/2}^a (H_{1x}H_{1x}^*)_{y=0} dz + \int_a^\infty (H_{3x}H_{3x}^*)_{y=0} dz \right\} = \\
 &= R_s A_1^2 \frac{\omega\pi^2}{2b^2} \left\{ \left(a + \frac{\text{sh } k_a a}{k_a} \right) \left[\frac{\cos\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{\text{ch } k_a \frac{a}{2}} \right]^2 + \right. \\
 &\quad \left. + \left[a + \frac{\sin 2(k_d a - \xi_c) - \sin 2\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{k_d} \right] + \frac{2}{k_a} \cos^2(k_d a - \xi_c) \right\}, \quad (21)
 \end{aligned}$$

式中 R_s 是波导壁材料的表面电阻。

而在介质片中损耗的功率(简称介质损耗)为

$$\begin{aligned}
 P_d &= 2 \left\{ \frac{\sigma_d}{2} \int_0^b \int_{a/2}^a (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*) dy dz \right\} = \\
 &= \sigma_d \int_0^b \left\{ \int_{a/2}^a (E_{1x}E_{1x}^* + E_{1y}E_{1y}^* + E_{1z}E_{1z}^*) dz \right\} dy =
 \end{aligned}$$

$$= A_1^2 \frac{\sigma_d b}{8 \epsilon_1} \left\{ k_d^2 \left[\alpha^2 + \left(\frac{\pi}{b} \right)^2 \right] \left[a - \frac{\sin 2(k_d a - \xi_c) - \sin 2\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{k_d} \right] + \right. \\ \left. + (K_1^2 - k_d^2)^2 \left[a + \frac{\sin 2(k_d a - \xi_c) - \sin 2\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{k_d} \right] \right\}, \quad (22)$$

式中 σ_d 是介质片材料的电导率。

于是,根据大家熟知的公式^[4], 可求得金属损耗和介质损耗相应的衰减系数表示式, 它们分别为

$$\alpha_w = \frac{P_w}{2P_0} = R_s \frac{\omega \pi \epsilon_0 \lambda_g}{(K_0^2 + k_d^2) b^3} \times \\ \times \left\{ \left(a + \frac{\text{sh } k_d a}{k_d} \right) \left[\frac{\cos\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{\text{ch } k_d \frac{a}{2}} \right]^2 + \left[a + \frac{\sin 2(k_d a - \xi_c) - \sin 2\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{k_d} \right] + \right. \\ \left. + \frac{2}{k_d} \cos^2(k_d a - \xi_c) \right\} \left/ \left\{ \left(a + \frac{\text{sh } k_d a}{k_d} \right) \left[\frac{\cos\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{\text{ch } k_d \frac{a}{2}} \right]^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{\epsilon_r} \left[a + \frac{\sin 2(k_d a - \xi_c) - \sin 2\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{k_d} \right] + \frac{2}{k_d} \cos^2(k_d a - \xi_c) \right\}, \quad (23)$$

$$\alpha_d = \frac{P_d}{2P_0} = \frac{\sigma_d}{2(K_0^2 + k_d^2) \omega \alpha \epsilon_r^2 \epsilon_0} \times \\ \times \left\{ a \left[k_d^2 \left(\alpha^2 + \frac{\pi^2}{b^2} \right) + (K_1^2 - k_d^2) \right] + \frac{1}{k_d} \left[\sin 2(k_d a - \xi_c) - \sin 2\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right) \right] \right\} \times \\ \times \left[(K_1^2 - k_d^2)^2 - k_d^2 \left(\alpha^2 + \frac{\pi^2}{b^2} \right) \right] \left/ \left\{ \left(a + \frac{\text{sh } k_d a}{k_d} \right) \left[\frac{\cos\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{\text{ch } k_d \frac{a}{2}} \right]^2 + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2}{k_d} \cos^2(k_d a - \xi_c) + \frac{1}{\epsilon_r} \left[a + \frac{\sin 2(k_d a - \xi_c) - \sin 2\left(k_d \frac{a}{2} - \xi_c\right)}{k_d} \right] \right\}. \quad (24)$$

它们随介质厚度的变化示于图 4 上。图中同时画出了相应的单介质片 H 形波导 LM_{11} 波的衰减曲线^[4]。而在图 5 和图 6 上, 给出了工作在 3.2 厘米和 1.25 厘米波段的双介质片 H 形波导中, LM_{11} 波的衰减系数随波长变化的情形。为了比较, 图中也给出了相应的单介质片 H 形波导的情形^[4]。可以清楚的看到: 双介质片 H 形波导的衰减显著的下降了。而且可以推论: 在更短的波段(如 8 毫米, 5 毫米波段), 这一结论仍是正确的。

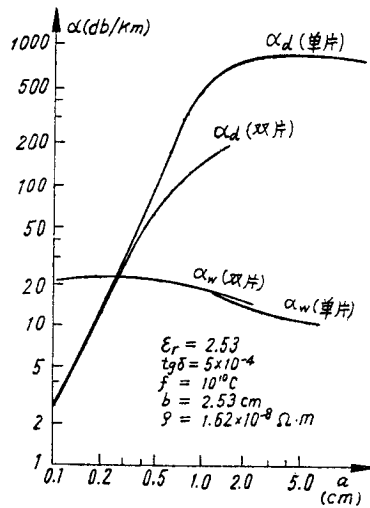


图 4 单介质片和双介质片 H 形波导中 LM_{11} 波的衰减系数随介质厚度的变化

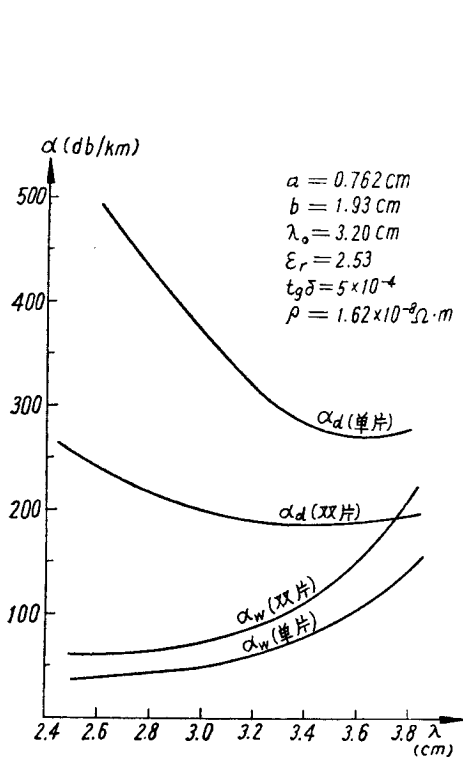


图 5 工作在 3.2 cm 波段的单介质片和双介质片 LM_{11} 波的衰减系数的比较

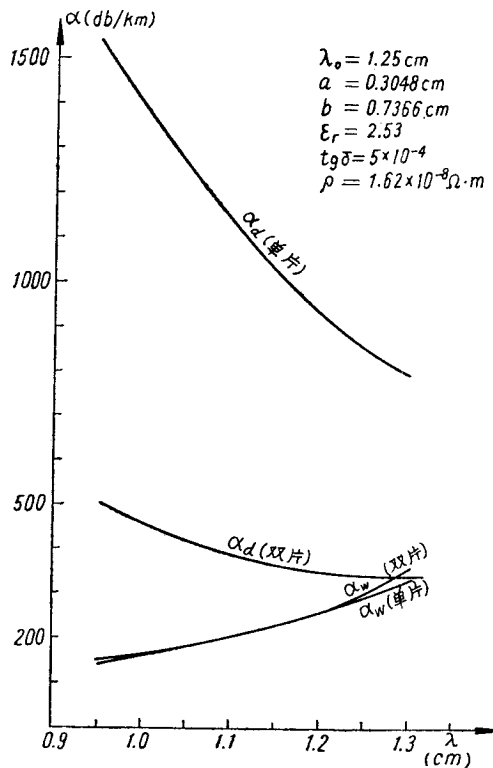


图 6 工作在 1.25 cm 波段的单介质片和双介质片 LM_{11} 波的衰减系数的比较

应该指出，双介质片 H 形波导的金属损耗，较单介质片的略有增加，但与介质损耗的降低相比，这一增加量是较小的，而且适当地选取波导横向尺寸 b ，可以使金属损耗略有下降。因而选用双介质片 H 形波导来传输电磁能量时，其衰减量较单介质片 H 形波导显

著减小。

还应该指出, 双介质片 H 形波导 $LM_{||}$ 波的金屬损耗, 仍保持了单介质片 H 形波导 $LM_{||}$ 波的特性——随频率的增高而下降。

四、結 語

上面的分析和计算结果表明: 双介质片 H 形波导的 $LM_{||}$ 波, 不仅保持了单介质片 H 形波导的 $LM_{||}$ 波的基本特性(相似的场结构; 无纵向电流; 金属损耗随频率的增高而下降等)外, 还显示出另外两个优点: 介质损耗显著下降; 工作频带大大增宽。因而, 采用双介质片 H 形波导来传输毫米波, 显然较单介质片优越。为了进一步降低介质损耗, 采用多层介质片 H 形波导是有希望的, 然而层数愈多, 加工愈困难; 同时, 介质片也不可能是无限薄的。因而寻求一个最佳层数的 H 形波导将是很重要的。

参 考 文 献

- [1] Tischer, F. J., *Arch. Elektr. Übertr.*, **7** (1953), 592.
- [2] Tischer, F. J., 1956 IRE Convention Record, pt. 5, 44.
- [3] Moore, R. A. and Beam, R. E., *Proc. NEC*, **12** (1957), 689.
- [4] Tischer, F. J., 1958 Wescon convention Record, pt. 1, 4.
- [5] Cohn, M., *Proc. IRE*, **46** (1958), 1952.
- [6] Cohn, M., *IRE. trans.*, **MTT-7** (1959), 202.
- [7] Griemsmann, W. E. and Birénbaum, L., Proceedings of the Symposium on Millimeter Waves (1959), 543.
- [8] Cohn, M., *IRE trans.*, **MTT-7** (1959), 478.
- [9] Cohn, M., *ibid.*, **MTT-8** (1960), 449.
- [10] Гутцайт, Э. М., *Радиотехника и электроника*, **7** (1962), 310.
- [11] Гутцайт, Э. М., *Там же.*, **7** (1962), 404.
- [12] Гутцайт, Э. М., *Там же.*, **7** (1962), 1831.
- [13] Гутцайт, Э. М., Изв. высших учебных заведений, *Радиотехника*, (1963), 91.
- [14] Ramo, S. and Whinnery, J. R., 1953. Fields and Waves in Modern Radio.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПЛАНКАХ ВОЛНОВОДА. ЗАПОЛНЕННОГО ДВУМЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ПЛАСТИНКАМИ

Чень Мын-яо Чень Мин-чжэн
(Ланьчжоуский университет)

Резюме

В данной работе подробно проанализированы характеристики распространения электромагнитных волн в параллельных планках волновода, заполненного двумя диэлектрическими пластинками. Результат вычислений показал, что этот волновод ($LM_{||}$ волна) не только сохранит рабочие характеристики H-образных металлодиэлектрических волноводов ($LM_{||}$ волна), но и значительно снизит диэлектрическую потерю, расширит диапазон частот.