

矩形波导与圆柱波导或圆柱 谐振腔间的小孔耦合*

林 为 干

(成都电讯工程学院)

提 要

本文討論了三种不同系統的小孔耦合的近似解法:矩形波导与圆柱波导的同軸耦合,矩形波导中的 TE_{10} 型波与圆柱谐振腔中的 TM_{120} 型波間的耦合和矩形波导中的 TE_{10} 型波与圆柱波导中的 TM_{mn} 型波間的耦合。通过这几个問題的解法,我們希望讀者可以看到处理复杂微波元件問題时所需的从物理概念出发的灵活应用已有方法的必要性。这里提供的几个公式有着广泛的应用范围而是在現有文献中探討得不够的。这里介紹的方法可以应用到其他新的微波网络問題中去。

一. 前 言

在許多微波网络中,我們要用各种不同几何形狀的波导管或諧振腔作为元件^[1]。为了要計算这些微波网络的外部特性,我們要計及不同几何形狀的波导管耦合在一起时,它們中間的不連續性所产生的影响,这种計算是相当复杂的^[2],尤其是当几何形狀变化相当大时,正确的計算几乎是不可能的。所以在微波网络学中,不同元件耦合的計算要用到各种各样的近似方法,以求同时得到便捷和高准确度的結果。本文的目的,希望能够通过三种不同耦合系統的計算来介紹一些近似地处理問題的方法。讀者可以看出,在处理这些問題时所需要的高度灵活性。正因为如此,本文所用的方法还談不上是最好的方法,如果再深入研究,一定会发现更好的方法¹⁾。

这里所得到的結果的准确性虽然未經直接的实验証明,但第一及第二种耦合系統已經作者实际应用过^[1],并得到良好的結果。

二. 矩形与圆柱形波导間的兩端耦合

图1示一矩形波导与另一圆柱形波导的耦合系統。一矩形波导位于 $z < 0$, 圆柱形波导則位于 $z > 0$ 。在 $z = 0$ 处,这两个波导通过中心圆形小孔耦合在一起。矩形波导的边位于 $x = \pm \frac{a}{2}$; $y = \pm \frac{b}{2}$, 圆柱形波导半径为 R 。在开始解决这个問題之前,我們將对波导管中的正常电磁波 (normal waves, нормальные волны) 进行正規化。我們采用如下的方法^[3];取 z 为傳播方向,对 xy 面上的电磁场横分量 E_m 及 H_m 进行下列的正規化: 先把

* 1959年2月6日收到。

1) 例如: 参看 Lewin: Advanced Theory of WaveGuides. 俄譯本 Левин: Современная Теория Волноводов, 1954.

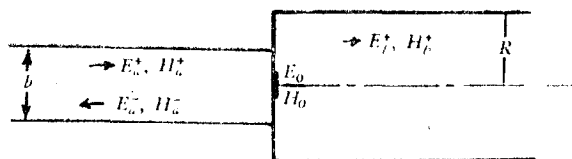


图 1

H_{tn} 正归化.

$$\int_s |H_{tn}|^2 ds = 1, \quad (1)$$

则根据波导理论, E_{tn} 也正归化了:

$$\int_s |E_{tn}|^2 ds = Z_{on}^2, \quad (2)$$

其中下标 t 代表属于横分量的值, n 代表正常波的次序, 即 E_{tn} 为第 n 个正常波的横分量, Z_{on} 为第 n 个正常波的波阻抗

$$Z_{on} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\lambda_{gn}}{\lambda},$$

此处 μ 及 ϵ 代表波导中介质的导磁系数及介电常数, λ 为运行波长, λ_{gn} 是第 n 个正常波的波导波长, s 是波导的截面积.

设矩形波导及圆柱形波导都只能传播最低的 TE 波, 则满足(1)及(2)式的正归化条件的电磁场横分量为(在圆柱波导中)

$$\left. \begin{aligned} H_r &= \frac{1}{0.3455\sqrt{\pi R^2}} J_1' \left(1.841 \frac{r}{a} \right) \cos \phi e^{-j \frac{2\pi}{\lambda^{(b)}} z}, \\ H_\phi &= \frac{1}{0.3455\sqrt{\pi R^2}} \frac{J_1 \left(1.841 \frac{r}{a} \right)}{1.841r} \sin \phi e^{-j \frac{2\pi}{\lambda^{(b)}} z}; \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

而在矩形波导中则为

$$H_z = \frac{1.414}{\sqrt{ab}} \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j 2\pi z / \lambda^{(a)}}. \quad (4)$$

现在我们设在矩形波导中有振幅为一单位的来波及振幅为 I' 的反射波, 而在圆柱形波导中则只有一振幅为 T 的去波. 在耦合小孔中, 电磁场是待定的 $\mathbf{E}_0$ 及 $\mathbf{H}_0$.

我们已知^[4]同频率的两个电磁场 $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$, 和 $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$, 如果同时满足齐次的麦克斯韦方程, 则在任一个由曲面 S 围成的有限区域内, 下式成立

$$\int_s (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) \cdot \mathbf{n} ds = 0, \quad (5)$$

其中 $\mathbf{n}$ 是由 S 所作的外向法线. 在我们的问题中, 我们在圆柱波导中取一个如下的表面作为 S 以应用(5): 含有小孔的 $z=0$ 平面, 波导的内侧表面和远离 $z=0$ 的一个平面 $z=z_1$. 作为 $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ 我们取在圆柱波导中的去波, 而作为 $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ 我们取一个振幅为 1, 能够传播而且向着 $z=0$ 平面传播的正常波, 故在 $z=z_1$ 面上的电磁波是由两个传播方向相反的波构成. 由于我们已经作的正归化条件及在圆柱波导中去波振幅为 T 的假设, 我们得到

$$\int_{z=z_1} (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) \cdot d\mathbf{s} = 2TZ_H^{(b)} \quad (6)$$

其中上标 b 代表圆柱形波导中的值;而上标 a 则代表矩形波导中的值,如图 1 所示. 在波导内侧面这个积分取零值,而在 $z=0$ 面上,积分取如下形式:

$$\int_{\text{孔}} (\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_0) \cdot n d\mathbf{s}. \quad (7)$$

所以我们得到如下的结果:

$$\begin{aligned} 2TZ_H^{(b)} &= \int_{\text{孔}} (\mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_0) \cdot n d\mathbf{s} = \\ &= \mathbf{H}_2 \cdot \int_{\text{孔}} \mathbf{n} \times \mathbf{E}_0 d\mathbf{s} + \int_{\text{孔}} \mathbf{n} \cdot \mathbf{H}_0 \times \mathbf{E}_2 d\mathbf{s}. \end{aligned} \quad (8)$$

在这个积分中,我们设整个小孔上 $\mathbf{E}_2$ 及 $\mathbf{H}_2$ 取恒定的值. $\mathbf{n} \times \mathbf{E}_0$ 的积分值与一个磁偶极子的磁矩成正比,最后又与入射波振幅成正比^[5],应用文献[5]的结果即得到

$$\left. \begin{aligned} T \frac{\lambda g^+}{\lambda} &= \frac{2\pi j}{\lambda} M \mathbf{H}_{2t} \cdot \mathbf{H}_{0t}, \\ M &= \frac{4}{3} \left(\frac{d}{2} \right)^3, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 d 是位于原点的小孔的直径, $\mathbf{H}_{2t}$ 及 $\mathbf{H}_{0t}$ 分别为 $\mathbf{H}_2$ 及 $\mathbf{H}_0$ 的切线分量(横分量). 又因为我们所处理的是 TE_{11} 波,没有纵分量,故没有电矩效应,作为小孔上的电磁场 $\mathbf{E}_0$ 及 $\mathbf{H}_0$,我们取两边的电磁场的和^[5]. 图(1)示小孔两边的电磁场,故在 $z=0$ 面上,我们得到

$$\mathbf{H}_{0t} = \mathbf{H}_{at}(1 + \Gamma) + \mathbf{H}_{bt}T, \quad (10)$$

代入(9)式,即得到

$$T = \frac{2}{1 - \frac{H_{at}^2}{\mathbf{H}_{at} \cdot \mathbf{H}_{bt}} + j \left(-\frac{\lambda g^{(b)}}{2\pi M \mathbf{H}_{at} \cdot \mathbf{H}_{bt}} \right)} \quad (11)$$

试取特性导纳各为 Y_a 及 Y_b 的二传输线,并用一分路电纳 B 耦合起来,则反射系数 Γ 及传输系数 T 分别为:

$$\left. \begin{aligned} \Gamma &= -\frac{1 - \left(\frac{Y_a}{Y_b} + j \frac{B}{Y_a} \right)}{1 + \left(\frac{Y_b}{Y_a} + j \frac{B}{Y_a} \right)}, \\ T &= 1 - \Gamma = \frac{2}{1 + \frac{Y_b}{Y_a} + j \frac{B}{Y_a}}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

当 B/Y_a 的值很大时,(12)式又可写成

$$T = 2/j \frac{B}{Y_a}. \quad (13)$$

将(13)和(11)式相比较,如 $(1 - H_{at}^2/\mathbf{H}_{at} \cdot \mathbf{H}_{bt})$ 的值不大,则正规化电纳 b 可以写成

或

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{b} &= \frac{Y_a}{B} = -\frac{2\pi M}{\lambda_g^{(b)}} \mathbf{H}_{at} \cdot \mathbf{H}_{bt} \\ b &= \frac{B}{Y_a} = -\frac{\lambda_g^{(b)}}{2\pi M} \frac{1}{\mathbf{H}_{at} \cdot \mathbf{H}_{bt}} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

这个式子对两个完全相同的波导系统中的小孔耦合来说, 准确度是很高的。例如在一个圆柱形波导中, 如果有一个中心开孔的导体隔膜存在, 则代入(3)式的值, 又已知 $\frac{J_1(x)}{x} \Big|_{x=0} \rightarrow \frac{1}{2}$, 即得到^[5]

$$b = \frac{0.238 R^2 \lambda_g}{M}, \quad M = \frac{4}{3} \left(\frac{d}{2} \right)^3 \quad (15)$$

(14)式是一个可以应用到任意两个不同截面形状或不同截面面积的波导的耦合问题中去, 只要我们对耦合小孔两边的波导正确地取正规化的 H_{at} 及 H_{bt} 的值就行了。又如小孔不是圆形时, (14)仍可应用, 只要我们对适当地取 M 就行了。例如不同截面的两段矩形波导通过小孔耦合时, 这个式子即给出我们所需要的不连续性电纳的值。对于矩形波导与圆柱波导的中心小孔耦合问题, 由(14)式我们有

$$b = 0.467 \lambda_g^{(b)} (\pi R^2 ab)^{1/2} / d^3. \quad (16)$$

在图2中我们画出一个数字例子, 在这个例子中, 我们还加入由于小孔所在平面(虹膜)是具有有限厚度所需的改正项^[7]。

为了要引入这个改正项, 我们把虹膜作为一段短传输线, 它把不连续面的两边分开, 如图3所示。但我们只讨论在小孔内的最低电磁波, 故图3中的 t 为小孔所在的导体薄膜的厚度。 z'_0 及 λ_g' 分别是截面与小孔相同的波导的波阻抗(适当的对

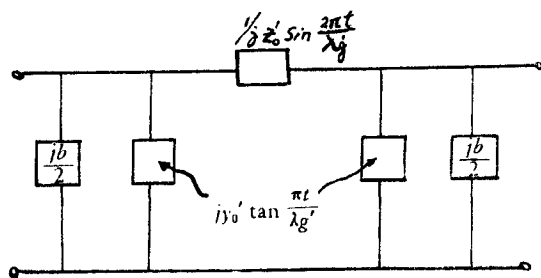


图3 厚小孔的等效电路

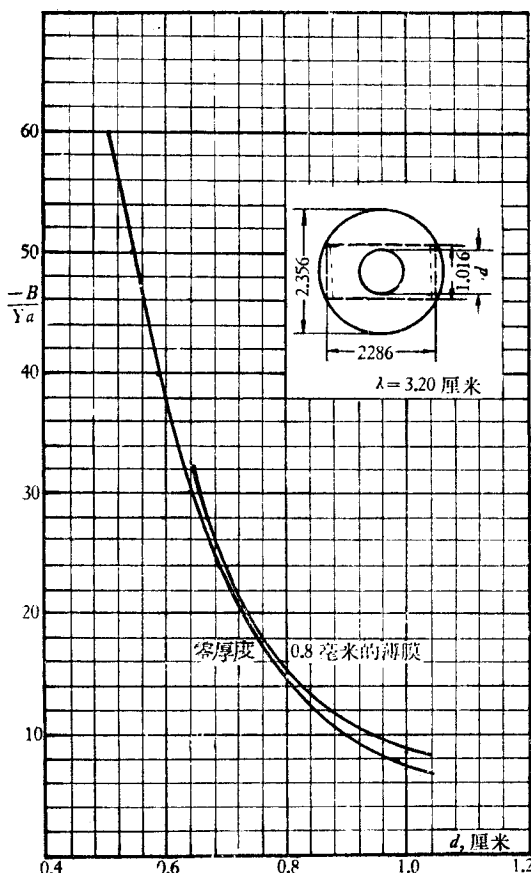


图2 矩形-圆柱形波导间的电感性耦合电纳

一边的波导波阻抗正规化以后的值)及波导波长, $Y'_0 = 1/z'_0$, 当厚度 t 不大时, 图3的串联臂可以略去不算。在图2中, 我们对 $t = 0.8 \text{ mm}$ 进行计算改正项, 串联臂的效应未计及。

图3代表波阻抗分别为 $Z_0^{(a)}$ 及 $Z_0^{(b)}$ 两波导管由一小孔耦合时的等效电路, 代表不连续性的正规化电纳由(16)式给出。

三. 矩形波导中 TE_{10} 型波与圆柱谐振腔中 TM_{120} 型波間 經圆柱面上小孔的耦合

設如图 4 所示, 矩形波导短的一边与圆柱形谐振腔的軸綫平行. 矩形波导的截面中心位于圆柱形谐振腔圆柱面的垂直平分面上, 矩形波导截面积为 $a \times b$, $a > b$, 而圆柱形谐振腔半径为 r_2 , 高度为 l . 在矩形波导中心处有直径为 d 的圆形小孔, 使矩形波导与圆柱谐振腔耦合起来.

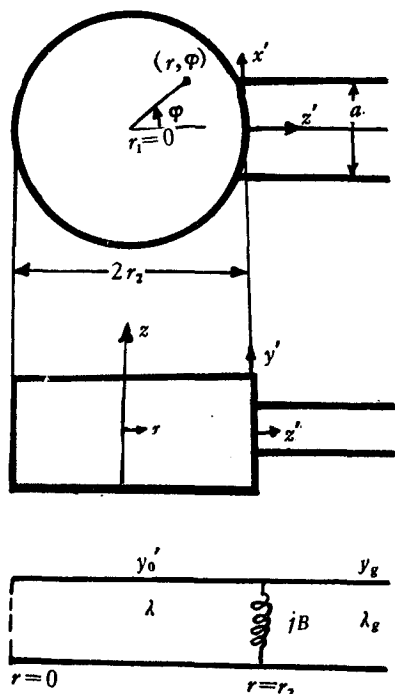


图 4 均匀綫与辐射綫間的耦合

設在矩形波导中傳播型电磁场为 TE_{10} 波, 故只有 $H_{x'}$, $E_{y'}$ 及 $H_{z'}$ 分量, 这些分量将在圆柱波导中激发 H_y , E_z 及 H_r . 我們將把这个谐振器作为一幅射形傳輸綫^[5]来討論. 又設这个幅射形傳輸綫中只有 TM_{120} 型波存在, 通过一个电感性电納与一只維持 TE_{10} 型波的均匀綫耦合起来, 如图 4 所示. 在这图中还給出在这两个耦合起来的波导管中所用的坐标系統. 最后, 設能量由幅射綫发出, 經過耦合元件傳播入均匀綫中.

如果我們要处理的耦合小孔的綫性尺寸比之运行波長小得多, 則圆柱形谐振腔側面的曲率半径既与运行波長可以相比拟, 故亦比小孔的綫性尺寸大得多, 故谐振腔中在小孔附近的电磁场近似地与一宽度为 $a' = \pi r_2$ 、高度为 $b' = l$ 的矩形波导中的 TE_{10} 型波相似. 因之, 作为第一次近似, 我們可以把問題中的小孔作为把两个不同截面积的矩形波导耦合起来. 一个的截面是 $(\pi r_2) \times l$, 另一个是 $a \times b$, 我們只取 $a' = \pi r_2$ 而不取 $a' = 2\pi r_2$ 是因为对 TM_{120} 型波來說, 在週長 $2\pi r_2$ 內, 电磁场含有两个半正弦的变化, 故一个半正弦佔据週長之一半. 故(14)式的結果可以应用到这个問題上, 即可以取下式的 b 值作为这一个問題的耦合电納:

$$b_1 = \frac{3\lambda_g}{d^3} \sqrt{\frac{ab r_2 l}{4\pi}}. \quad (17)$$

以下我們附帶地求出圆柱形谐振腔在这个 b_1 值的加载下, 其所具有的 TM_{120} 型振盪的自然波長的改变量. 我們已知谐振条件是: 从 $r = r_2 + 0$ 处, 小孔所提供的总导納应取零值, 即

$$y + jb_1 = 0, \quad (18)$$

其中 y 代表在 $r = r_2$ 处幅射綫当 $r = 0$ 处开路时的相对导納^[5]:

$$\left. \begin{aligned} y &= -j \frac{J'_1(Kr_2)}{J_1(Kr_2)} \\ \frac{J_1\left(\frac{2\pi}{\lambda} r_2\right)}{J'_1\left(\frac{2\pi}{\lambda} r_2\right)} &= + \frac{1}{b_1}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

或

其中 J_1' 代表第一种第一阶贝塞尔函数对其自变数的导数, λ 为运行波长, 当 (19) 成立时亦即为谐振波长。

为了解出 $\frac{r}{\lambda}$ 值, 我们假设 b_1 的出现引起 λ 的变化不太大, 故我们可以引入一个无量纲的小量 ϵ . 令

$$r_2 = \frac{7.02}{2\pi} \lambda \left(1 + \frac{\epsilon}{7.02} \right) \quad (20)$$

其中 7.02 是 $J_1(x)$ 的第二个根 (第一个零根不算, 其次一个根是 3.83 算作第一个根). 当 $b_1 \rightarrow \infty$ 时, $\epsilon \rightarrow 0$, 故 $\lambda_0 = \frac{2\pi}{7.02} r_2$. 将 (20) 代入 (19),

$$\frac{J_1(7.02 + \epsilon)}{J_1'(7.02 + \epsilon)} = -\frac{1}{b_1}. \quad (21)$$

为了解出 ϵ , 我们取贝塞尔函数 $J_1(x)$ 在其第二个根 7.02 附近的泰勒级数的展式, 对于微量 ϵ , 略去 ϵ^2 以上的项, 即得到

$$\epsilon = \frac{1}{b_1 - 1/7.02}. \quad (22)$$

(22) 给出针对一定的谐振波长 λ 时及已定的耦合电纳 b_1 时, 我们要对半径 r_2 提出的改正项; 反之如 r_2 已取定为 $\frac{7.02}{2\pi} \lambda_0$, 则耦合电纳 b_1 的出现将引起自然波长的变量 $\Delta\lambda$,

$$\Delta\lambda = \frac{2\pi}{7.02} r_2 \frac{\epsilon}{7.02}. \quad (23)$$

高度 l 的变动并不影响自然波长的值, 其应取的值可以由问题中的其他因素来决定。

四. 矩形波导与圆柱形波导通过圆柱形波导侧面的小圆孔的耦合

设矩形波导短边平行于圆柱形波导的轴线, 又设在矩形波导中只有主波 TE_{10} 在传播, 其电磁场诸分量为 H_z, E_y 及 H_x , 这些分量在圆柱形波导中将引出 H_r, E_z 和 H_ϕ 诸分量。一如前面一样, 设在矩形波导中有一振幅为一单位的来波及一振幅为 T 的反射波, 如图 5 的布置, 在圆柱形波导中将有二个去波, 振幅各为 T^+ 及 T^- , 分别沿正 z 及负 z 方向传播。又设在矩形波导中只有一个波型存在而在圆柱形波导中则只激发起一个波型, 因而在圆柱形波导中, 电磁场的横分量可以写成:

$$\left. \begin{aligned} E_z^+ &= T^+ \mathbf{E}_{at} e^{-j\gamma z}, \\ H_z^+ &= T^+ \mathbf{H}_{at} e^{-j\gamma z}, \\ E_z^- &= T^- \mathbf{E}_{at} e^{j\gamma z}, \\ H_z^- &= -T^- \mathbf{H}_{at} e^{j\gamma z}, \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} &(z > 0) \\ &z < 0 \end{aligned} \quad (24)$$

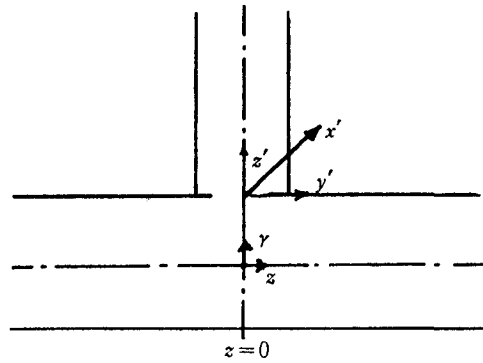


图 5 矩形及圆柱形波导耦合系统中所用的坐标系

其中帶正号上标記的代表沿正 z 方向傳播的物理量, 而帶負号上标記的則代表沿負 z 方向傳播的物理量; 下标 a 指圓柱形波导中的傳播正常波的物理量, 而下标 t 指电磁場橫分量, γ 是傳播常数, $\gamma = 2\pi/\lambda_{ga}$.

我們再一次应用下式

$$\int_S \mathbf{n}' \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 - \mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1) ds = 0, \quad (5)$$

其中 $\mathbf{n}'$ 是 S 上的沿外法綫的單位向量。我們于是得到一个著名的縫隙天綫的問題^[8], 我們要应用(5)式兩次以求出(24)中的 T^+ 及 T^- .

第一次: 設 $\mathbf{E}_1$ 及 $\mathbf{H}_1$ 是經過小孔在圓柱波导中所激发的电磁波(24), 作为 $\mathbf{E}_2$ 及 $\mathbf{H}_2$, 我們取一个由左向右傳播的傳播正常波, 作为 S , 我們取包含小孔一节波导內側面及 $z = \pm z_1$ 兩平面, 小孔中心位于 $z = 0$ 上. 現在我們进行(5)的积分: 在 $z = z_1$ 上, 兩組电磁波 $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ 及 $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ 同向傳播, 由正交性定理(3), (8)及正規化条件(1)及(2), 故积分取零值; 在 $z = -z_1$ 面上, 兩組电磁波 $\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1$ 及 $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$ 各沿相反方向傳播, 故积分取 $+2Z_{0n}T^-$ 的值, 在波导內側面上, (5)式积分的第二項的积分值是零, 因为 $\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1 \cdot \mathbf{n} = \mathbf{H}_1 \cdot (\mathbf{n}' \times \mathbf{E}_2)$, 而 $\mathbf{n}' \times \mathbf{E}_2$ 当 $\mathbf{E}_2$ 为一正常波的电場时总是取零值, 但第一項的值不消失, 故

$$2Z_{0n}T^- = + \int_{\text{孔}} \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{n}' ds.$$

第二次, 我們設 $\mathbf{E}_1$ 及 $\mathbf{H}_1$ 仍是經過小孔在圓柱形波导中所激起的电磁波, 但作为 $\mathbf{E}_2, \mathbf{H}_2$, 則取一个由右向左傳播的正常波, 作为 S 仍取第一步的布置, 則这一次(5)沿 $z = -z_1$ 面上給出零值, 而沿 $z = z_1$ 面則給出 $2Z_{0n}T^+$, 故

$$2Z_{0n}T^+ = \int_{\text{孔}} \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2 \cdot \mathbf{n}' ds.$$

將(24)式代入上面兩個积分中, 把 Z_{0n} 簡写成 Z_0 , 我們有

$$\left. \begin{aligned} 2T^+Z_0 &= \int_{\text{孔}} (-jE_{1\phi}H_{az} - E_{1z}H_{a\phi})ds, \\ 2T^-Z_0 &= \int_{\text{孔}} (-jE_{1\phi}H_{az} + E_{1z}H_{a\phi})ds. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

其中下标“1”的量是小孔上的电磁場分量, 而帶下标“a”的則是正規化正常电磁波的諸分量.

在我們的問題中, 我們討論圓柱形波导中的 TM_{mn} 型电磁波, 故 $H_{az} = 0$, 因而我們得到

$$T^+ = -T^- = -\frac{1}{2Z_0} \int_{\text{孔}} H_{a\phi} E_{1z} ds. \quad (26)$$

而当小孔很小时, 我們就有

$$T^+ = -\frac{H_{a\phi}}{2Z_0} \int_{\text{孔}} E_{1z} ds = -H_{a\phi} \frac{4\pi jM}{2Z_0\lambda} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_{0t} \quad (27)$$

其中 H_{0t} 是小孔上磁場的切綫分量, 如前面第二节中所指出, 可以取作

$$H_{0t} = 2T^+H_{at} + (1+I')H_{bt},$$

其中 H_{bt} 是矩形波导中正規化正常波磁場在小孔中心处的切綫分量。解出 T^+ , 即得到

$$T^+ = \frac{2}{2\left(1 - \frac{H_a^2}{\mathbf{H}_a \cdot \mathbf{H}_b}\right) - j \frac{\lambda^2}{2\pi\lambda_g M \mathbf{H}_a \cdot \mathbf{H}_b}} \approx j \left(- \frac{\lambda^2}{2\pi\lambda_g M \mathbf{H}_a \cdot \mathbf{H}_b} \right). \quad (28)$$

由(26)式我們还可以观察到, 对“b”型波来说, 即对圆柱形波导来说, 在小孔处 H_t 是連續的, 而 E_t 是不連續的, 所以这样的小孔可以以一个串接元件串接于“a”型波傳輸綫来代表其效应, 故这个耦合系統的等效电路图如图6所示, 其中 λ_g^a 代表矩形波导中 H_{10} (即 TE_{10}) 型波的波导波長, 而 λ_g^b 则代表圆柱形波导中 E_{mn} (即 TM_{mn}) 型波的波导波長. 故 b 的值是

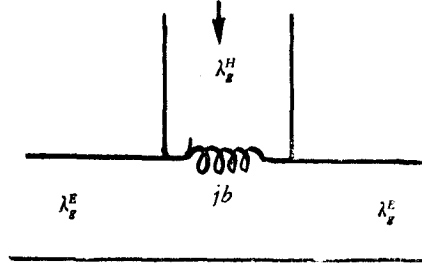


图6 矩形-圆柱形波导耦合系統的等效电路

$$b = - \frac{2\pi\lambda_g^a M \mathbf{H}_a \cdot \mathbf{H}_b}{\lambda^2} = -2\pi \frac{\lambda_g^a}{\lambda} \frac{1}{\lambda} \frac{d^3}{3} \frac{1}{\sqrt{ab\pi R^2}}. \quad (29)$$

五. 結 束 語

在第二节中, 我們求出矩形波导中最低 TE_{10} 型 (主波) 与圆柱形波导最低 TE_{11} 波 (主波) 間的耦合公式, 我們还介紹了对虹膜厚度的改正方法. 在第三节中, 我們將輻射形傳輸綫的概念应用到运行于截止波長的 TM_{120} 型振盪与矩形波的耦合系統中, 因而可以利用第二节中的結果. 在第四节中我們將縫隙天綫已經得到的結果应用到矩形波导与圆柱形波导 TM_{mn} 型振盪間的耦合系統中去, 因而得到有用的結果, 在第三和第四节中, 我們自然亦可以用第一节所介紹的方法对虹膜的厚度进行引入改正項.

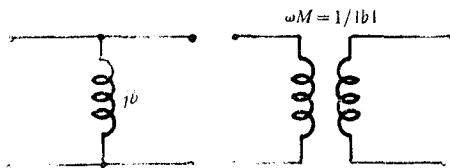


图7 并联綫圈的等理想效变压器

这些結果, 在微波濾波器或其他微波电路如鉄淦氧放大或变频电路中是很有用的. 在实际应用中, 我們常常要把并联的不連續电納变换成为一个理想变压器如图7所示, 其中我們已把变压器中的串联臂略去, 这些串联臂的数量級是 $1/b$, 当耦合小孔不大故 b 的值相当大时, 把它們略去不算是允許的.

后記 本文是1957年初整理出来, 准备在全国电子学学会成立时提出来討論的, 后因会期一再延期, 故迄未发表. 在最近工作中, 作者一再用到本文的結果, 故再度整理出来发表, 希望在今年的大跃进中起一点小小的作用,

参 考 文 献

- [1] Lin, Wei-Guan, Microwave filters employing a single cavity excited in more than one mode, *J. Appl. Phys.* **22** (1951), 989.
- [2] N. Marcuvitz, Waveguide Handbook, M. I. T. Series, Vol. 10.
- [3] Slater, Microwave electronics, *Rev. Mod. Phys.* **18** (1946), 441.
- [4] Stratton, Electromagnetic Theory, P. 479, Prob. 13. (或参看 Л. А. Вайнштейн, Возбуждение волноводов, *ЖТФ*, **23** (1953), 654.
- [5] Montgomery, Dicke and Purcell, Principles of microwave circuits, MIT Series, Vol. 8.
- [6] Bethe, Theory of diffraction by small holes, *Phys. Rev.* **66** (1944), 163.
- [7] Miles, Equivalent circuit for plane discontinuity in waveguides, *Proc. I. R. E.* **34** (1946), 728.
- [8] Silver, Microwave Antenna Theory and Design, MIT Series Vol. 12, § 9, 10, 1949.

**COUPLING BETWEEN A RECTANGULAR WAVEGUIDE AND
A CIRCULAR WAVEGUIDE OR A CYLINDRICAL CAVITY
THROUGH A SMALL HOLE**

LIN WEI-GUAN

(Chengtu Institute of Radio Engineering)

ABSTRACT

Three different forms of coupling through a small hole are treated by approximate methods, which are justified from good physical reasoning. These are the end-on coupling between a rectangular and a circular waveguides, the coupling between a TE_{10} mode in a rectangular waveguide and a TM_{120} mode in a circular cavity through a circular hole in the side wall of the circular cavity and the coupling between a TE_{01} mode in a rectangular waveguide and a TM_{mn} mode in circular waveguide through a circular hole in the side wall of the latter. The purpose of this paper is to demonstrate the methods of handling problems of complicated microwave component parts. A few formulas developed in this paper are believed to be new and useful in design works.