

上海市电子学会1962年年会

论文选集



前 言

为了贯彻党的百花齐放和百家争鸣的方针，检阅上海市电子科学技术方面的发展和成就，交流科学研究和生产技术上的经验，以进一步开展学术活动，提高学术水平，本会从1963年1月18日起至2月10日止举行了1962年年会，也是本会成立以来的第一届年会。

由于各单位的大力支持及广大电子学工作者的辛勤劳动，这次年会共收到论文170篇，评定在年会宣读的共103篇。宣读的论文中，极大多数对我国电子学学科的发展、上海市电子工业生产和国民经济建设起到一定的促进作用；其中有些在理论上提出了作者独创的见解，或对前人的工作作了进一步的发展；有些将理论应用于解决实际问题；有些对新产品进行了大量的和长期的试验；有些对生产中的一些关键性工艺进行了研究。

为了进一步达到交流学术经验的目的，经学会理事会决定编印出版“上海市电子学会1962年年会论文选集”。经年会论文评选委员会和学会编辑委员会二个多月的努力，完成了论文的审选和编辑工作。在选择发表的31篇论文中，计有微波技术3篇，电子器件8篇，通信6篇，电子仪器（包括计算技术）8篇，广播电视3篇，无线电元件3篇。

这本论文选集在一定程度上反映了上海市电子学工作者一年多来初步取得的成就。我们希望这本选集能供各方面作参考，并希望它所反映的成果会使上海市电子学工作者得到鼓舞，增强信心，为进一步发展上海市的电子科学技术作出更多的贡献；也希望各有关方面和专家能从这本选集看到存在的问题，对上海市今后电子科学技术的发展和本会今后学术活动的开展提出建议。

本集论文的选定，虽经学会组织有关专家进行了多次的审阅和评议，但是由于我们对论文的评选和编审工作缺乏经验，或多或少地存在问题，疏忽和错误之处亦所难免，请读者批评指正。

上海市电子学会

1963年6月3日

目 录

H 形波导的传输波型和 LM_{11} 型波的传输特性	华东师范大学	程士伟 (1)
鏡象线和屏蔽鏡象线的分析	华东师范大学	安同一 (18)
矢量拉普拉斯算子的研究	华东师范大学	周学松 (27)
热阴极电离真空规非线性特性的研究	复旦大学 华中一	张强基 (34)
相对真空规注气校准法的分析	复旦大学 华中一	(41)
大气中正负离子的浓度测定	复旦大学 华中一	章壮健 (47)
小林 (Kobayashi) 式热阴极电离真空规性能的探讨		
.....复旦大学 黄心源 尹元茂 沈绍曾 金效民 (53)		
小功率晶体管驱动电磁继电器性能的研究		
.....上海电信科学研究所 吳钟杰 朱锦康 (60)		
低功率晶体三极管热阻的测定	中国科学院华东技术物理研究所	錢寿鶴 (71)
隧道二极管低频特性参数测试	复旦大学 徐元华	王品雄 (82)
晶体管化的晶体三极管静态特性曲线描述仪		
.....中国科学院华东技术物理研究所 翁文泉 (93)		
五单位数字保护电码	上海电信科学研究所 杨祥麟	顾重威 (101)
对流层电波远距离传播的衰落特性的研究		吳德炎 (110)
对数周期天线特性之测试与分析	上海市无线电管理处	蔡鎮远 (137)
100 千赫宽带晶体滤波器的设计与调整(短波单边带收、发信机使用)		
.....上海电信科学研究所 宗汝厚 杨勤俭 (149)		
狭带晶体滤波器的计算	上海市无线电管理处	李复民 (157)
相位脉冲记录器	上海电信科学研究所 吳钟杰	金至亮 (167)
601 型电生理仪器	中国科学院生理研究所 秦詒纯	蔡粹盎
	曹培良 陈俊强 郇頤萍	梅许龙 (177)
一个瞬时反应的速率计	中国科学院生理研究所 秦詒纯	谢晋光 (190)

长途通信测量用的文氏电桥振荡器.....	上海邮电器材厂	赵行九 (197)
振幅型射频脉冲触发电路的触发特性.....	复旦大学	凌燮亭 (206)
频率型隧道二极管射频触发电路.....	复旦大学	凌燮亭 (213)
毫微秒脉冲的发生和显示.....	复旦大学	赵梓光 (219)
快速电压—数字转换器及其精度问题.....	上海雷磁仪器厂	陈行祥 (226)
一个小型脉冲功率输出变压器的设计.....		虞浦帆 (237)
一种新的高效率线性放大器.....	上海无线电四厂	张元震 (248)
广播收音机声压频率特性出现中声频谷点的实验和分析.....		
.....	上海市无线电技术研究所	张本厚 (256)
7.5 千瓦电视发射机被调幅级设计和调试的几个问题.....		何正声 (264)
钛镁瓷料试制报告.....	上海无线电一厂	董联辉 沈荣章 (276)
原料和成分对 2 毫米记忆磁芯参数影响的研究....	上海电信科学研究所	陶源洁 (282)
用降温法培育酒石酸乙烯二胺晶体.....	上海电信科学研究所	程南龄 (289)

H 形波导的传输波型和 LM_{11} 型波的传输特性

华东师范大学 程士伟

【摘要】本文用比 Гутцайт 更简便而完备的方法确定了 H 形波导的传输波型，较全面地分析了 LM_{11} 型波（即 HE_{11} 型波）的传输特性，特别是解决了 Tischer 和 Cohn 在衰减问题上的争论，得到了 LM_{11} 型波的各种波参数的表示式，且绘制了曲线，以便计算或设计之用。

一、引言

H 形波导于 1952 年由 Tischer 提出⁽¹⁾，此后有许多人对它作了研究。Гутцайт 于 1962 年详细地研究了 H 形波导上可能传输的波型⁽²⁾。他把波导的传输波型认为是 E 波和 H 波的组合，用纵向赫芝矢量来描述，得出 H 形波导上仅能传输两类纵波的结论；他并指出 TE_{01} 和 HE_{11} 型波各是纵电波和纵磁波的最低次波（即 LE_{01} 和 LM_{11} 型波）。Tischer 于 1956 年及 1958 年曾先后用不同的方法计算了 LM_{11} 型波的传输衰减⁽³⁻⁴⁾，M. Cohn 于 1959 年也计算了 H 形波导内 LM_{11} 型波的传输衰减⁽⁵⁾，所得的表示式与 Tischer 的不同。M. Cohn 指出：他所得的表示式在介质片的厚度趋于零及趋于无限的极限情形时化为平行板传输线全部充满空气及全部充满介质时 TE_{01} 型波的衰减的同一结果，因而认为他的结果是正确的；并且指出 Tischer 于 1958 年所得的结果在介质片的厚度趋于无限时，衰减的极限值不与平行板传输线的结果相一致，因而认为在 Tischer 的结果中存在矛盾。二人曾为此发生争论⁽⁵⁾。M. Cohn 于 1959 年对 H 形波导上传输的 TE_{0n} 型波作了详细的分析⁽⁶⁾。W. E. Griensmaun 与 L. Birenbaum 于 1959 年研究了低介电常数介质的 H 形波导，并提出了这种波导的实验报导⁽⁷⁾。此外，还有人对于 H 形波导的拐弯⁽⁸⁾，元件的初步设计^(7,9)、槽形波导⁽¹⁰⁾及双介质膜片波导⁽¹¹⁾进行了研究。

虽然前人已经对 H 形波导进行了许多研究，但可以说对很多问题的探讨还不很成熟。 LM_{11} 型波的衰减公式的争论问题长期未能解决；对于 LM_{11} 型波传输特性的分析不够深入和全面；对于 H 形波导上传输波型的分析也不够完备。

针对这些情况，本文进行了下列的工作：

- (一) 用比 Гутцайт 更完备而简便的方法分析了 H 形波导上可能传输的波型。
- (二) 较详细地推导了 LM_{11} 型波的衰减计算公式，指出 Tischer 与 Cohn 二人的公式实际上相同，解决了他们的争论，在计算中兼用了物理近似法和数学近似法。
- (三) 全面地分析了 LM_{11} 型波的传输特性，得出了各个波参数（包括横向常数、相速及截止点、功率流分布、场的集中度、最大传输功率、衰减系数）的公式和曲线，供设计参考之用。

二、波型分析

Гутцайт 分析 H 形波导上能够传输的波型, 是把波导内的波型看作 E 波和 H 波的组合, 用纵向赫芝矢量来描述。他先写出场方程的表示式, 然后把满足边界条件的四个式子相除得出二个分式, 从这分式的能否满足来判断各种波型的能否传输。他的分析中没有考察横电磁波 (TEM 波)。

本文提出下列方法, 进行波型分析:

(一) 对于线上能否传输横电磁波 (TEM 波) 与横波 (TM 波和 TE 波), 可将这些波型在边界上应有的场分量关系式与边界条件要求的场分量关系式相比较 (图 1)。从介质区域与空气区域交界处 ($y = \pm \frac{b}{2}$) 的边界条件, 可得出二个区域的边界上的场分量要有下列关系:

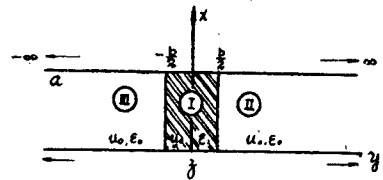


图 1 H 形波导及分析时用的坐标

$$\frac{\frac{E_{2x}}{H_{2y}}}{\frac{E_{1x}}{H_{1y}}} = 1, \quad \frac{\frac{E_{2y}}{H_{2x}}}{\frac{E_{1y}}{H_{1x}}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}. \quad (1)$$

当波导媒质内传输横电磁波或者横波时, 从横电磁波或横波所具有的波阻抗可得在边界处的场分量应有下列关系:

$$\left. \frac{\frac{E_{2x}}{H_{2y}}}{\frac{E_{1x}}{H_{1y}}} \right|_{\text{TEM}} = \left. \frac{\frac{E_{2y}}{H_{2x}}}{\frac{E_{1y}}{H_{1x}}} \right|_{\text{TEM}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}, \quad \left. \frac{\frac{E_{2x}}{H_{2y}}}{\frac{E_{1x}}{H_{1y}}} \right|_{\text{TM}} = \left. \frac{\frac{E_{2y}}{H_{2x}}}{\frac{E_{1y}}{H_{1x}}} \right|_{\text{TM}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0},$$

$$\left. \frac{\frac{E_{2x}}{H_{2y}}}{\frac{E_{1x}}{H_{1y}}} \right|_{\text{TE}} = \left. \frac{\frac{E_{2y}}{H_{2x}}}{\frac{E_{1y}}{H_{1x}}} \right|_{\text{TE}} = 1. \quad (2)$$

将 (2) 与 (1) 比较可见, 对于横磁波 (1) 的右式一致, 左式矛盾; 对于横电波 (1) 的左式一致, 右式矛盾; 对于横电磁波 (1) 的两式都不一致。 (2) 与 (1) 的要求既相矛盾, 可见横电磁波与横波都不能在 H 形波导内传输。

但有一例外情形, 即沿 x 方向场没有变化的 TE 波是可以传输的, 因为这类波的横向场分量只有 E_x 和 H_y , 它们的比值恰为 1, 满足了边界的要求。

(2) 与 (1) 要求相矛盾的物理意义是: $E_z = 0$ 或 $H_z = 0$ 或 $E_z = H_z = 0$ 时, 各媒质内电场与磁场的横向分量具有一定的数值关系, 因而使它们在边界上法向和切向的连续关系不能同时满足。

(二) 判断线上能否传输纵波, 可将纵波用横向的赫芝矢量来描述。用横向赫芝矢量来表示的纵波场方程如表一所示:

表 一

波 型 赫芝 矢量 场分量	L E (縱 电 波)		L M (縱 磁 波)	
	LE _x (E _x =0)	LE _y (E _y =0)	LM _x (H _x =0)	LM _y (H _y =0)
	$\vec{H}_m = H_{mx}\vec{i}$	$\vec{H}_m = H_{my}\vec{j}$	$\vec{H}_e = H_{ex}\vec{i}$	$\vec{H}_e = H_{ey}\vec{j}$
E _x	0	$-j\omega \frac{\partial H_{my}}{\partial z}$	$\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial^2 H_{ex}}{\partial x^2} + k^2 H_{ex} \right)$	$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial^2 H_{ey}}{\partial x \partial y}$
E _y	$j\omega \frac{\partial H_{mx}}{\partial z}$	0	$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial^2 H_{ex}}{\partial y \partial x}$	$\frac{1}{\epsilon} \left(\frac{\partial^2 H_{ey}}{\partial y^2} + k^2 H_{ey} \right)$
E _z	$-j\omega \frac{\partial H_{mx}}{\partial y}$	$j\omega \frac{\partial H_{my}}{\partial x}$	$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial^2 H_{ex}}{\partial z \partial x}$	$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial^2 H_{ey}}{\partial z \partial y}$
H _x	$-\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial^2 H_{mx}}{\partial x^2} + k^2 H_{mx} \right)$	$-\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial^2 H_{my}}{\partial x \partial y}$	0	$j\omega \frac{\partial H_{ey}}{\partial z}$
H _y	$-\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial^2 H_{mx}}{\partial y \partial x}$	$-\frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial^2 H_{my}}{\partial y^2} + k^2 H_{my} \right)$	$j\omega \frac{\partial H_{ex}}{\partial z}$	0
H _z	$-\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial^2 H_{mx}}{\partial z \partial x}$	$-\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial^2 H_{my}}{\partial z \partial y}$	$-j\omega \frac{\partial H_{ex}}{\partial y}$	$-j\omega \frac{\partial H_{ey}}{\partial x}$

表中 $\vec{i}, \vec{j}$ 分别为 x, y 方向的单位矢量, k 是固有相位常数, $\vec{H}_m$ 是磁赫芝矢量, $\vec{H}_e$ 是电赫芝矢量。

求解波动方程, 利用金属—介质交界处 ($x=0, x=a$) 的边界条件及 $y \rightarrow \pm\infty$ 时的场值趋于零的条件, 得到各区域的赫芝矢量的表示式如下:

对区域 I:

$$H_{mx} = F_{1mx} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin(\chi_1 y + \xi_m), \quad (3-1)$$

$$H_{my} = F_{1my} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \sin(\chi_1 y + \xi_m);$$

对区域 II:

$$H_{mx} = F_{2mx} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) e^{-\chi_2 y}, \quad (3-2)$$

$$H_{my} = F_{2my} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) e^{-\chi_2 y};$$

对区域 III:

$$\Pi_{mx} = F_{3mx} \sin\left(\frac{m\pi}{a} x\right) e^{\lambda_2 y}, \quad (3-3)$$

$$\Pi_{my} = F_{3my} \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) e^{\lambda_2 y}.$$

ξ_0 和 ξ_m 为相应的赫芝矢量的空间 (y 向) 初相角, 式中省写了因子 $e^{j\omega t - \gamma z}$, γ 为纵向传播常数, χ_1 和 χ_2 是区域 I 和区域 II (或 III) 的横向常数, $-\infty < \chi_1 < \infty$, $\chi_2 > 0$, γ 与 χ 由下面的传播方程相联系:

$$\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \chi_1^2 = \gamma^2 + k_1^2, \quad k_1^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_1, \quad (4)$$

$$\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \chi_2^2 = \gamma^2 + k_0^2, \quad k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0. \quad (5)$$

将 (3) 代入表内各式, 利用介质交界面的边界条件, 可以确定各类纵波能否传输。

(1) LM_x 波 ($H_x=0$)

根据边界条件, 要求:

$$\mu_0 \Pi_{1ex} = \mu_0 \Pi_{2ex}, \quad (6-1)$$

$$\frac{1}{\epsilon_1} \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + k_1^2 \right] \Pi_{1ex} = \frac{1}{\epsilon_0} \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + k_0^2 \right] \Pi_{2ex}. \quad (6-2)$$

可见仅当 $\mu_0 \epsilon_0 = \mu_0 \epsilon_1$ 时上述要求才能满足, 而这与 $\epsilon_1 > \epsilon_0$ 的假定条件相矛盾, 因而这类波不能传输。

(2) LM_y 波 ($H_y=0$)

根据 $y = \frac{b}{2}$ 处的边界条件*, 要求:

$$\Pi_{1ey} = \Pi_{2ey}, \quad (7-1)$$

$$(-\chi_1^2 + k_1^2) \Pi_{1ey} = (\chi_2^2 + k_0^2) \Pi_{2ey}, \quad (7-2)$$

$$\frac{1}{\epsilon} \chi_1 \operatorname{ctg}\left(\frac{\chi_1 b}{2} + n\frac{\pi}{2}\right) = -\chi_2 \Pi_{2ey}. \quad (7-3)$$

这些要求并不矛盾, 可以找到适当的 χ_1 和 χ_2 使它们同时得到满足, 因此, 这类波可以传输。

同样可以证明 LE_x 波 ($E_x=0$) 不能传输; LE_y 波 ($E_y=0$) 可以传输。

由 (3) 和表一就可得 LE_{ymn} 波和 LM_{ymn} 波的场方程, 由场方程容易证明沿 x 向场量变化的 TE 波即 LE_{yon} 波, HE₁₁ 波即 LM_{y11} 波 (简写作 LM_{11} 波)。

所以, H 形波导传输的波型有两类: 在与介质分界面相垂直的方向没有电场分量的纵电

* 考虑到 $y = -\frac{b}{2}$ 处的边界条件, 要求 $\epsilon_n = \frac{\pi}{2}$, $n=1, 2, 3, \dots$, 这时 $y = -\frac{b}{2}$ 处和 $y = \frac{b}{2}$ 处的边界条件的要求一致。

波 LE_{ymn} 波和在与介质分界面相垂直的方向没有磁场分量的纵磁波 LM_{ymn} 波。

上述方法与文献(2)中 Гутцайт 的方法相比较, 其优点是: 第一, 用横向(而不是用纵向)赫芝矢量表示纵波, 简化了数学过程, 因而比较简单; 第二, 波型能够传输的依据是四个边界条件, 而不是它们相除的分式, 分式的满足, 严格地说来只是必要的还不是充分的。

三、LM₁₁ 型波的传输特性

在 H 形波导能够传输的波型中, LM₁₁ 型波的衰减小, 没有纵向电流, 具有较好的传输特性。这一点早经 Tischer 等指出。本文的这一部分, 对它的传输特性作了全面的考察, 对某些重要的波参数进行了较深入的分析, 并在分析的基础上绘出了一套曲线。这些曲线多数以波导尺寸与波长比值的相对量为变数而绘出, 故使用较方便, 介质常数取具有代表性的数据。在文献(2)、(3)、(5)、(7)中, 曾绘出 LM₁₁ 型波的某些特性曲线, 但仅限于某些限定的工作波长及介质常数, 本文的曲线包含了它们的结果。

(一) 横向常数

求得横向常数是分析传输特性和计算波参数的前提, 它们可以从下面的特征方程和传播方程联立求解得到。

$$\psi_2 = \frac{\psi_1}{\epsilon} \lg \psi_1; \quad (8-1)$$

$$\left(\left(\frac{\pi}{a} \right)^2 + \chi_1^2 = \gamma^2 + k_1^2, \quad (8-2)$$

$$\left(\left(\frac{\pi}{a} \right)^2 - \chi_2^2 = \gamma^2 + k_0^2, \quad (8-3)$$

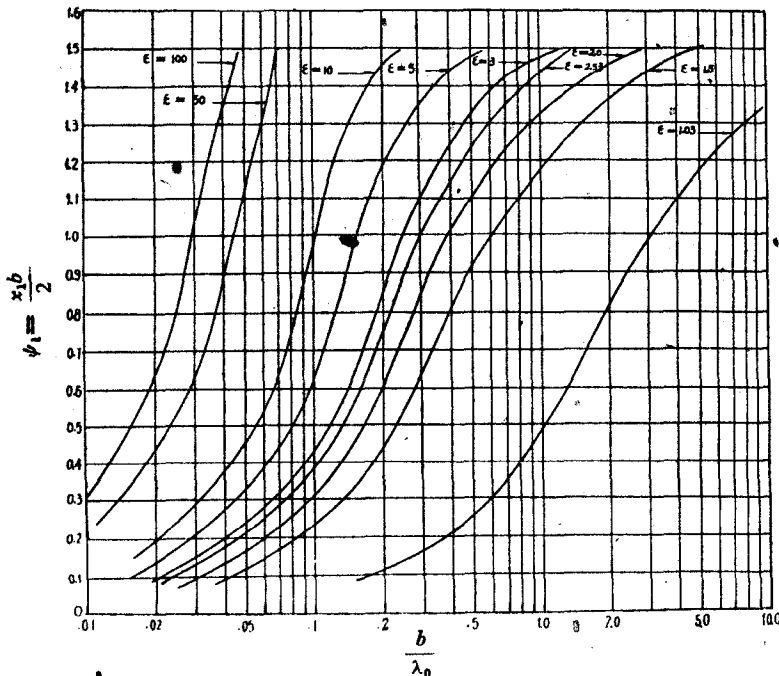
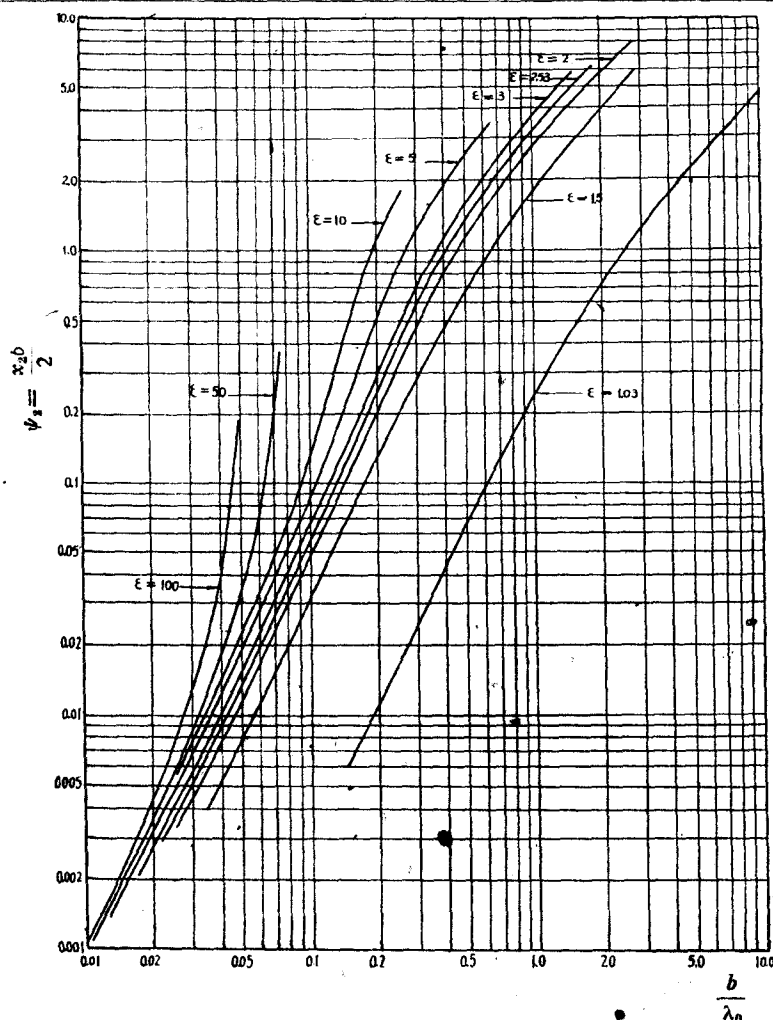


图 2 (a) 横向常数 χ_1 曲线

图 2 (b) 横向常数 χ_1 曲线

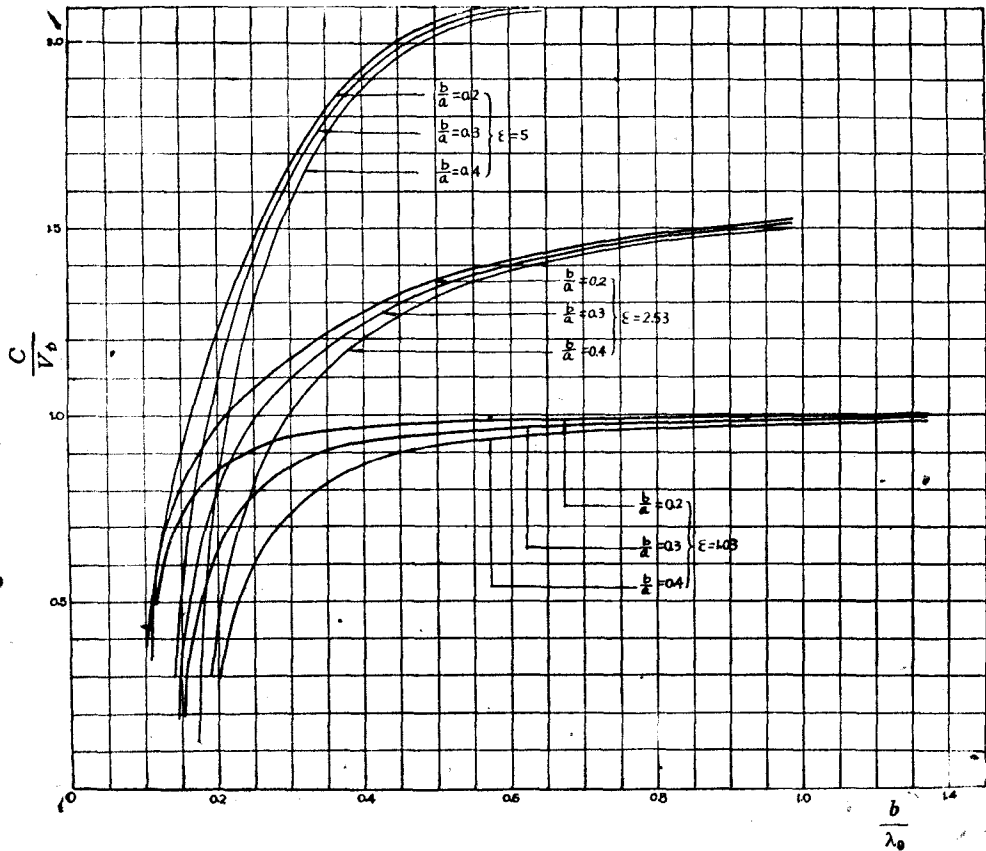
其中: $\psi_2 = \frac{\chi_2 b}{2}$, $\psi_1 = \frac{\chi_1 b}{2}$ 。我们计算并绘出了 $\epsilon = 1.03, 1.5, 2.0, \dots, 100$ 情形下的 $\psi_1 \sim \frac{b}{\lambda_0}$ 、 $\psi_2 \sim \frac{b}{\lambda_0}$ 曲线(图 2)。从公式或曲线可知, ψ_1 和 ψ_2 是由波导尺寸 b 、介电常数 ϵ 和工作波长 λ_0 所确定。这些曲线很方便地给出了 ψ_1 和 ψ_2 , 求得 ψ_1 和 ψ_2 后便能求得横向常数 χ_1 和 χ_2 。

(二) 相速和截止点

H 形波导中 LM_{11} 型波的相速度 V_p 可由 (8-2) 式求得, 其表示式为:

$$V_p = \frac{C}{\sqrt{\left(\frac{\chi_2 \lambda_0}{2\pi}\right)^2 - \left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2 + 1}} \quad (9)$$

我们计算了当 $\frac{b}{a}$ 为定值时的 $\frac{C}{V_p} \sim \frac{b}{\lambda_0}$ 曲线(图 3), 计算所得的结果与 Tischer 的结果⁽³⁾相

图 3 相速度 V_p 曲线

同,从图上可见: ϵ 越小, a 越大,则色散越小。还可以看到: H 形波导上传传的 LM₁₁ 型表面波在某些情况下为慢波,在另一些情况下为快波*。

H 形波导有两种截止点: 其一是表面波由纵向传播变为纵向衰减的临界点; 另一是表面波变为横向辐射的临界点。它们分别对应于 $\gamma=0$ 和 $\chi_2=0$ 的情形, 对应于这两种截止点的波导尺寸称为波导的截止尺寸, 分别以 a_c 和 b_c 表示。对于任意波型的截止尺寸, 已由 Гутцайт 求得⁽²⁾为:

$$a_c = \frac{m\pi\lambda_0}{\sqrt{4\pi^2 + (\chi_2\lambda_0)^2}}, \quad (10)$$

$$b_c = \frac{(n-1)\lambda_0}{2\sqrt{\epsilon-1}}. \quad (11)$$

对于 LM₁₁ 型波, $b_c = a$, 从(10)式计算得到 LM₁₁ 型波的截止尺寸曲线 $\frac{a_c}{\lambda_0} \sim \frac{b}{\lambda_0}$ 示于图 4。

$m=2$ 的高次波型的截止尺寸 $\frac{a_c}{\lambda_0}$ 是 LM₁₁ 型波的截止尺寸 $\frac{a_c}{\lambda_0}$ 的两倍。在同一图上标出了 $n=2$ 的高次波型的截止尺寸 $\frac{b_c}{\lambda_0}$ 。从这些曲线可以确定传输 LM₁₁ 型波和抑制高次波型所应

* 有些作者认为: “表面波的必要条件是慢波”, 这是不够正确的, 例如: 涅曼编“特高频无线电的技术问题” P. 88 上就是这样说的。

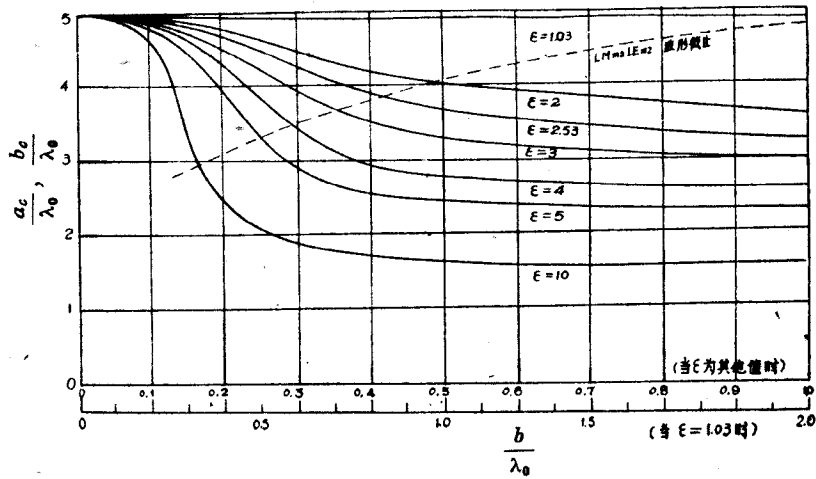


图 4 截止特性曲线

选取的波导尺寸 a 和 b 的范围。

(三) 功率流分布

计算得到空气区域中的功率流与全部功率流的比值为：

$$R = \frac{\epsilon^2 \cos^2 \psi_1}{\psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 + \sin^2 \psi_1 + \epsilon^2 \cos^2 \psi_1}, \quad (12)$$

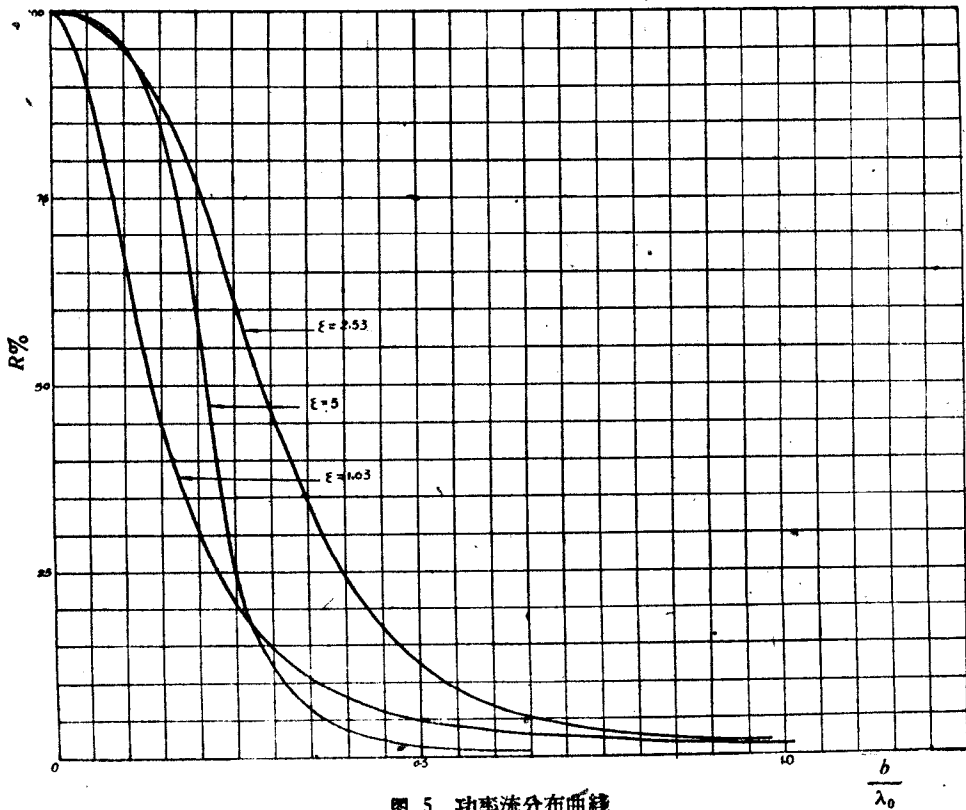


图 5 功率流分布曲线

计算得曲线 $R \sim \frac{b}{\lambda_0}$ 示于图 5, 当 $\varepsilon = 1.03$, $b = 2.13$ 厘米时就得文献 (7) 图 2 上曲线所表示的结果。

(四) 场集中度

我们计算了两种情形下场集中度的表示式。场集中度表示量 h 表示在 y 从 $-\frac{h}{2}$ 到 $\frac{h}{2}$ 的范围内传输的功率流占总功率流的 99%。

一是考虑了介质的厚度及介质内传输的功率流, 得到:

$$\frac{h}{\lambda_0} = \left\{ \frac{\varepsilon \ln \left(\frac{10^2 \varepsilon^2 \cos^2 \psi_1}{\psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 + \sin^2 \psi_1 + \varepsilon^2 \cos^2 \psi_1} \right)}{2 \psi_1 \operatorname{tg} \psi_1} + 1 \right\} \frac{b}{\lambda_0}, \quad (13)$$

计算得曲线 $\frac{h}{\lambda_0} \sim \frac{b}{\lambda_0}$ 示于图 6。

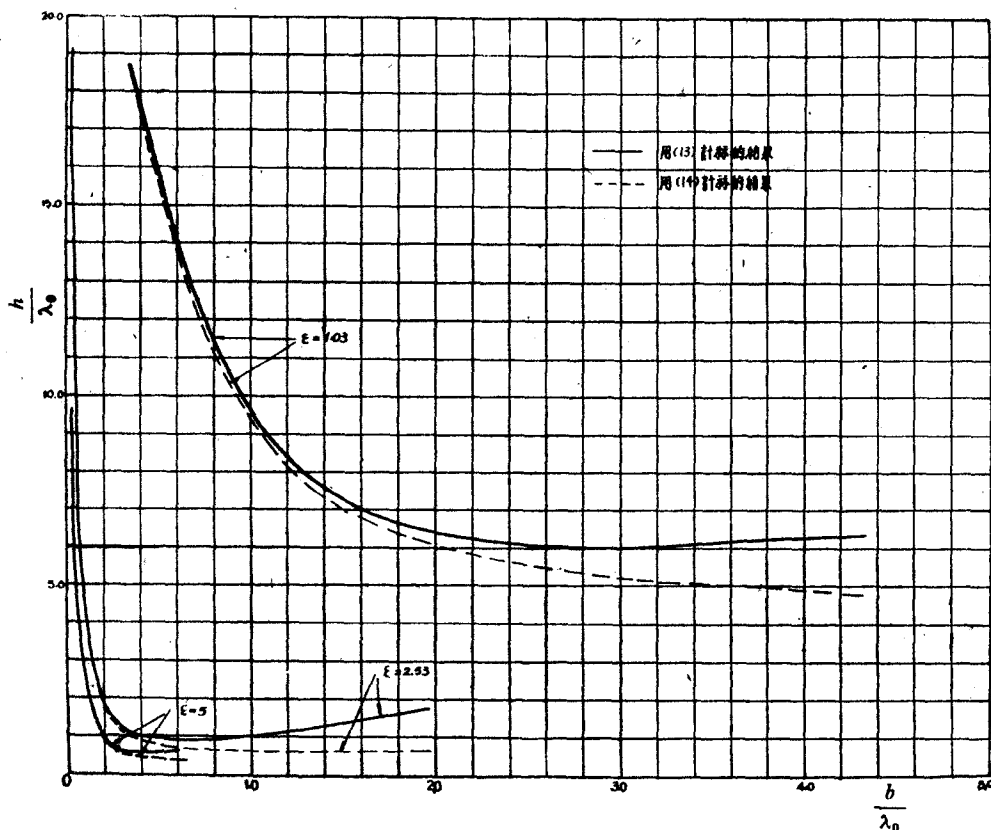


图 6 场集中度 h 曲线

一是略去了介质的厚度及介质内传输的功率流, 得到:

$$\frac{h}{\lambda_0} = \frac{2.3\varepsilon}{\psi_1 \operatorname{tg} \psi_1} \frac{b}{\lambda_0}; \quad (14)$$

由此式绘得的曲线也表示于图 6。其中 $\varepsilon = 2.53$ 的曲线与 Tischer 的⁽³⁾相同。从图上曲线可

见：当 $\frac{b}{\lambda_0}$ 较大时，二种考虑的计算结果相差较大，这时用 (13) 式计算才能得到较正确的结果。

h 给出了 H 形波导的金属板应取的宽度。

(五) 最大传输功率

波导传输的最大功率为媒质的击穿强度所限制，通常根据最大的电场强度等于击穿强度的二分之一计算。

当 $\frac{b}{\lambda_0}$ 较小， $\cos \psi_1 > \frac{1}{\epsilon}$ 时，击穿发生在介质表面的中央，最大传输功率 P_m 由下式决定：

$$\frac{P_m}{ab} = \frac{|E_{bd}|^2 \left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right) \epsilon \sqrt{\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \left[\epsilon - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2 \right] - \psi_1^2}}{16 Z_0 \psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 \left[\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \epsilon - \psi_1^2 \right] (\epsilon \cos \psi_1)^2} \left\{ \psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 + \sin^2 \psi_1 + \epsilon^2 \cos^2 \psi_1 \right\}; \quad (15-1)$$

其中： Z_0 为自由空间波阻抗， E_{bd} 为击穿电场强度。

当 $\frac{b}{\lambda_0}$ 较大， $\cos \psi_1 < \frac{1}{\epsilon}$ 时，击穿发生在介质片中心，最大传输功率 P_m 由下式决定：

$$\frac{P_m}{ab} = \frac{|E_{bd}|^2 \left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right) \epsilon \sqrt{\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \left[\epsilon - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2 \right] - \psi_1^2}}{16 Z_0 \psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 \left[\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \epsilon - \psi_1^2 \right]} \left\{ \psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 + \sin^2 \psi_1 + \epsilon^2 \cos^2 \psi_1 \right\}. \quad (15-2)$$

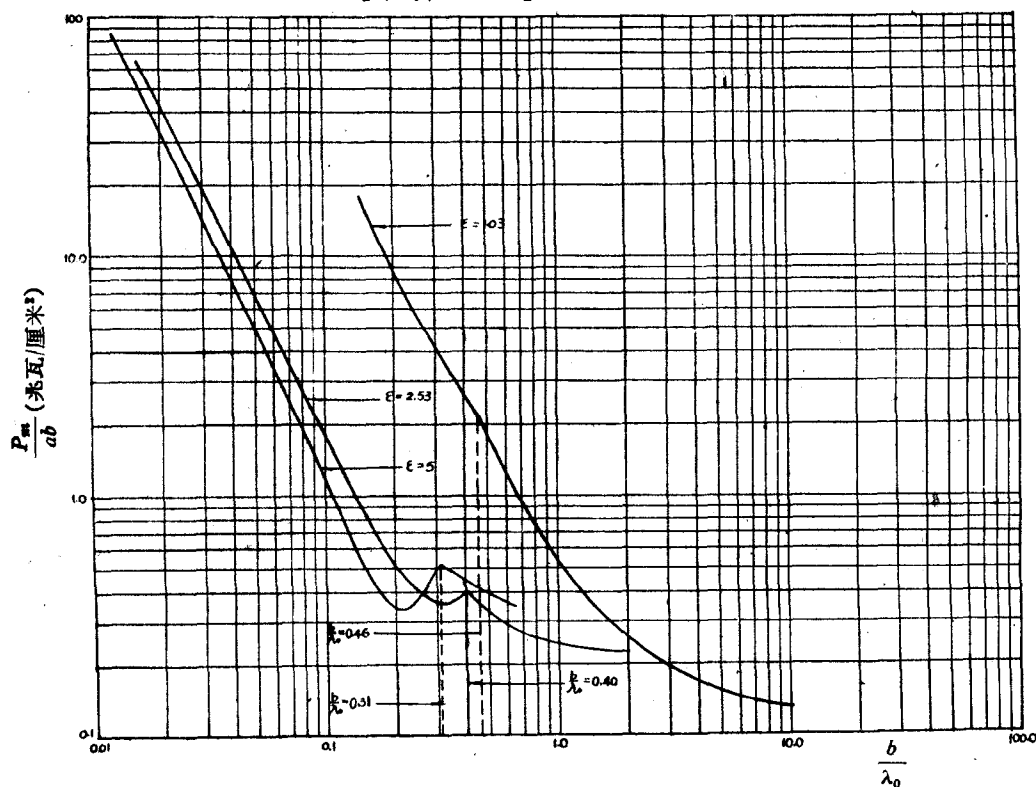


图 7 最大传输功率 P_m 曲线

计算曲线 $\frac{P_m}{ab} \sim \frac{b}{\lambda_0}$ 见图 7。

(六) 衰减系数

本文用物理近似法求得了 LM₁₁ 型波的金属衰减系数和介质衰减系数(见附录 1)，其中金属衰减系数可以表示为两种形式：

$$\alpha_w = \frac{R_s \left(\frac{\pi \omega \varepsilon_0}{a \beta \chi_2} \right)^2}{\frac{a}{2} \left(\frac{\omega \varepsilon_0}{\beta} \right) \left(1 + \frac{k_0^2}{\chi_2^2} \right)} \left\{ \frac{\cos^2 \psi_1 + \frac{\chi_2}{\chi_1} (\psi_1 + \sin \psi_1 \cos \psi_1)}{\cos^2 \psi_1 + \frac{\chi_2}{\varepsilon \chi_1} (\psi_1 + \sin \psi_1 \cos \psi_1)} \right\} \quad (16)$$

或

$$\alpha_w = \frac{\frac{2R_s}{aZ_0} \left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^3 \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2 \varepsilon}{\sqrt{\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \left[\varepsilon - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2 \right] - \psi_1^2}} \left\{ \frac{\psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 + \sin^2 \psi_1 + \varepsilon \cos^2 \psi_1}{\left[\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \varepsilon - \psi_1^2 \right] \psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 + \left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \varepsilon [\sin^2 \psi_1 + \varepsilon \cos^2 \psi_1]} \right\}; \quad (17)$$

其中： β 是相移常数， R_s 是金属表面电阻率， λ_0 和 ω 是工作波长和工作频率。它们分别就是 Tischer 于 1958 年和 Cohn 于 1959 年所得的结果*。附录 1 中证明了他们两人的结果完全相同。

得到介质衰减系数表示式为：

$$\alpha_d = \frac{\left[\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \varepsilon - \psi_1^2 \right] \operatorname{tg} \delta}{b \sqrt{\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \left[\varepsilon - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2 \right] - \psi_1^2}} \left\{ \frac{\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \varepsilon \psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 + \left[\left(\frac{\pi b}{\lambda} \right)^2 \varepsilon - 2\psi_1^2 \right] \sin^2 \psi_1}{\left[\left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \varepsilon - \psi_1^2 \right] \psi_1 \operatorname{tg} \psi_1 + \left(\frac{\pi b}{\lambda_0} \right)^2 \varepsilon [\sin^2 \psi_1 + \varepsilon \cos^2 \psi_1]} \right\}. \quad (18)$$

这与 Cohn 所得的结果相同，这一结果也可用数学近似法求得(见附录 2)。其中 $\operatorname{tg} \delta$ 为介质损耗角的正切。

当 ε 和 $\frac{b}{\lambda_0}$ 不太大时，(16)或(17)可以化简为：

$$\alpha_w \approx \frac{R_s \lambda_0^2}{2a^2 Z_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2}} \quad (\text{奈配/厘米}). \quad (19)$$

对于金属板为铜料的情形，以 $R_s = \sqrt{\frac{Z_0 \pi}{\sigma \lambda_0}}$ 及 $\sigma = 5.8 \times 10^7$ 姆/米，代入可得：

$$\alpha_w \approx \frac{52 \lambda_0^{3/2}}{a^3 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{2a} \right)^2}} \quad (\text{分贝/公里}). \quad (20)$$

* Cohn 的结果在形式上较(17)式复杂，这是他和 Tischer 所以不能认清彼此结果相同的原因之一。

(19)或(20)近似程度相当好。计算结果表明, 如 $\frac{b}{\lambda_0} < 0.3$; 当 $\varepsilon = 1.03$ 时, 按(20)计算的结果, 相对误差接近于零; 当 $\varepsilon = 2.53$ 时, 相对误差约为 5%; 当 $\varepsilon = 5$ 时, 相对误差约为 14%。由(20)式可见: 金属衰减与 b 和 ε 近乎无关; 当 $\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2 \ll 1$ 且 a 不变时, 它随频率的增加按 $-\frac{3}{2}$ 次方指数下降。由(20)式画出的 $\alpha_w \lambda_0^{3/2} \sim \frac{\lambda_0}{a}$ 曲线示于图 8。

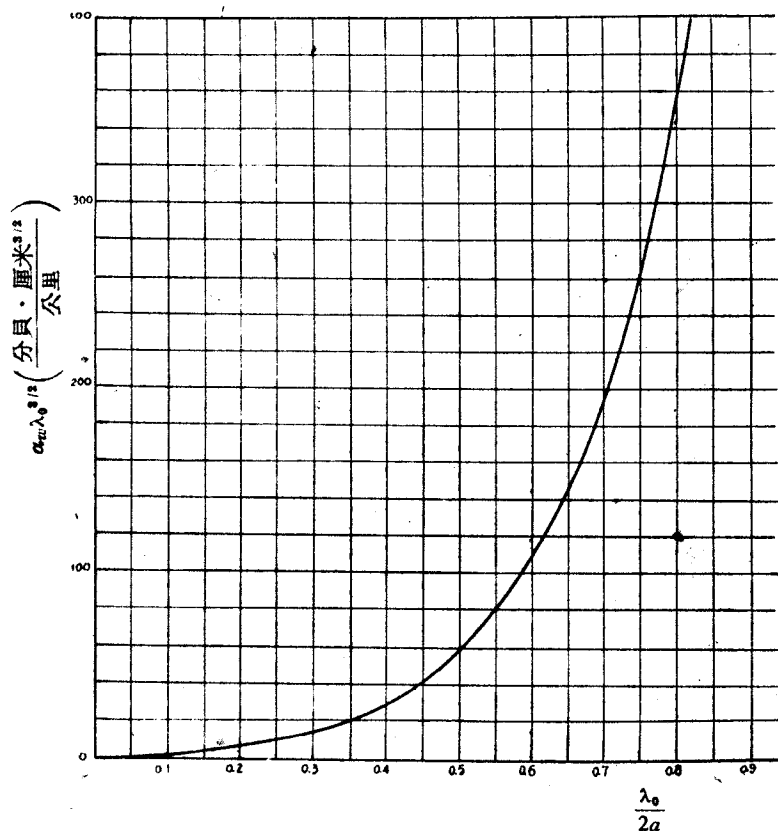
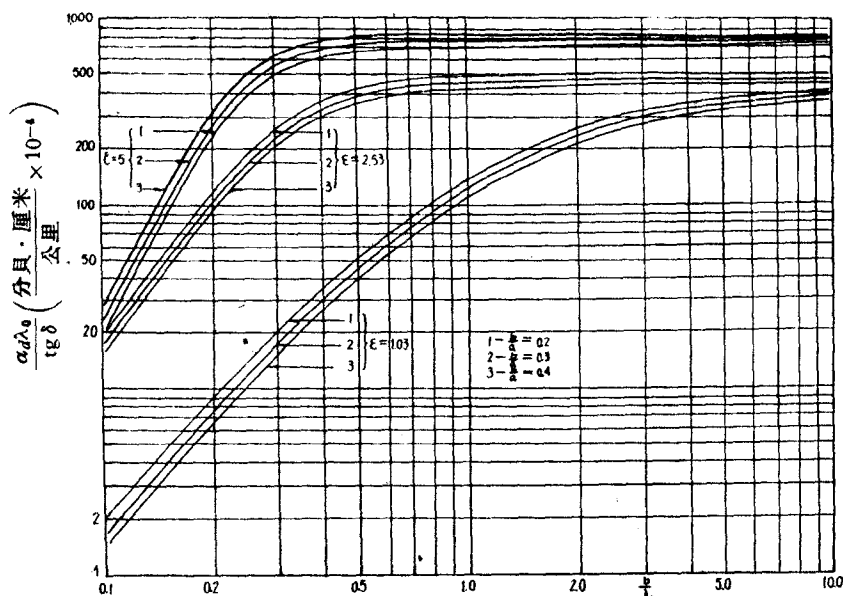


图 8 金属损耗衰减系数 α_w 曲线

根据(18)式绘出了介质衰减系数 $\frac{\alpha_d}{\text{tg } \delta} \lambda_0 \sim \frac{b}{\lambda_0}$ 曲线, 只须知道 ε 、 $\text{tg } \delta$ 、 λ_0 、 b 及 a , 就可由曲线查得 α_d 。从公式和曲线的分析知道, 介质衰减具有如下特性: 第一, 当频率不变时, 它随 b 的增大而上升, 最后趋于充满介质的平行板传输线的 TE_{01} 波的衰减; 如 b 不变而 $\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2 \ll 1$ 时, 它随频率的增高而增大, 低频时与频率的三次方成正比, 高频时与频率的一次方成正比。第二, ε 越小, 它也越小。第三, 当频率较高且 $\left(\frac{\lambda_0}{2a}\right)^2 \ll 1$ 时, 它和尺寸 a 近乎无关。

根据上面对 LM_{11} 型波的金屬损耗衰减及介质损耗衰减的分析可知, 文献(3)、(5)中所说“H 形波导的衰减与圆波导中的 H_{01} 型波的衰减相近, 并随频率的增加而下降”, 这一结论仅在不考虑介质损耗和在波导高度 a 一定的情形下才是正确的。实际使用时, 介质片的相

图 9 介质损耗衰减系数 α_d 曲线

对厚度 $\frac{b}{\lambda_0}$ 不能取得太小，介质材料具有一定的损耗（一般介质的 $\text{tg } \delta > 10^{-4}$ ），介质的衰减是不能忽略的。如果传输时要求无高次波型，频率增加时，波导高度 a 须随频率的增加而减小，这时金属损耗是随着频率的增高而增加的。计算得到：当介质材料的 $\epsilon = 2.53$ 及 $\text{tg } \delta = 5 \times 10^{-4}$ 、 $\frac{b}{\lambda_0}$ 取 0.15 及为了使线上无高次波型取 $\frac{a}{\lambda_0} = 0.9$ 时，在 $\lambda_0 = 8$ 毫米的情形下， $\alpha_w = 117$ 分贝/公里， $\alpha_d = 280$ 分贝/公里。当把 $\text{tg } \delta$ 减小到 10^{-5} 、 $\frac{a}{\lambda_0}$ 增大到 5 时，总衰减才能降至 10 分贝/公里以下，这时能有 18 个高次波型在上传输。这一算例说明要使 H 形波导在毫米波波段适宜于远距离传输，只有在采用低损耗的介质材料且允许线上有许多高次波型传输时才有可能。

附录 1 物理近似法求 LM₁₁ 型波的衰减系数

先写出理想情形（导电板为理想，介质无损）下，H 形波导 LM₁₁ 型波的场方程。参考图 1。

在介质中：

$$\begin{aligned}
 E_{1x} &= -A_1 \frac{\pi}{\gamma a} \cos\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin \chi_1 y, \\
 E_{1y} &= A_1 \frac{\chi_1}{\gamma} \left(\epsilon \frac{k_0^2}{\chi_1^2} - 1 \right) \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos \chi_1 y, \\
 E_{1z} &= A_1 \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \sin \chi_1 y, \\
 H_{1x} &= j A_1 \frac{\omega \epsilon \epsilon_0}{\chi_1} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \cos \chi_1 y,
 \end{aligned} \tag{A-1}$$