

电子学译丛

(微波专辑)

上海市电子学会编译委员会编

8

上海市科学技术编译馆

电 子 学 译 丛

(微 波 专 辑)

第 八 輯

上海市电子学会編译委员会編

★

上海市科学技术編译館出版

(上海南昌路59号)

新华书店上海发行所发行 各地新华书店經售

商务印书館上海厂印刷

★

开本 787×1092 1/16 印张 6 1/4 字数 200,000

1964年12月第1版 1964年12月第1次印刷

印数 1—5,000

編 号 : 62 · 239

定 价 : 0.80 元

电子学译丛征求译稿启事

《电子学译丛》为了扩大稿源,保证质量,竭诚欢迎广大读者提供译稿。

(1) 读者对象: 以具有大专毕业以上水平的科研、教学及工程技术人员为主要对象。

(2) 稿件内容: 国外最近三年出版的电子学期刊中对我国当前生产、科研和教学有一定参考价值的论文。

(3) 选题范围: 微波理论与技术、电子仪器、半导体的应用及线路分析、通信等。

(4) 译稿体裁: 全文翻译。

(5) 文种: 英、法、俄、德、日。

(6) 投稿须知: 译文请用普通白话文体, 文字力求简练扼要。译稿请用钢笔在稿纸上书写, 标点符号及数学公式尤须清楚, 文中插图附表需将文字译出, 数据抄全。译文以不超过一万字为宜。来稿时请注明原著篇名、期刊名称、卷期及起迄页数。

(7) 译稿经采用后, 酌致薄酬。

(8) 来稿请注明姓名、地址及工作单位, 并请寄上海市南昌路 59 号上海市科学技术翻译馆“电子学译丛”收。

《电子学译丛》

目 录

1. 一个新的多模功率测量法	1
2. 谐振小散射体及其在场测量中的应用	10
3. 无缝测量线	18
4. 测量介电常数的一种新的空腔谐振法	22
5. 中央装有铁氧体柱的 m 穴对称 H -面波导接合器的分析	32
6. n 穴环行器的合成	40
7. TE 模式在非均匀波导中的传播	43
8. 有壁阻抗波导中的电磁波	49
9. 用返波管产生毫米波	55
10. 微波控相器	61
11. 具有锥形直流磁场的铁氧体共振式隔离器	68
12. 毫米波段晶体二极管调制器	73
13. 100 千兆赫(3 毫米)波段测量器和它的特性	79
14. 三厘米波段速调管振荡器频率稳定性的研究	85
15. 毫米波技术述评——1962 年	95

1. 一个新的多模功率测量法

Jesse J. Taub

IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1962, 6, pp. 496~506 (英文)

本文提出了一种测量多模波导总功率的新方法,测量误差小于 ± 1 分贝。方法是用一组固定探针(通常用 40 个探针)抽样测量扩大波导中垂直于管壁的电场的分量。当功率以多模式传输时,利用扩大波导和有色散性能的伸缩线就可迅速测定馈给匹配负载的功率。文中也讨论了负载不匹配的情况。此法对微波发射机的杂散输出及毫米波段、亚毫米波段波导中功率的测量极为有用。

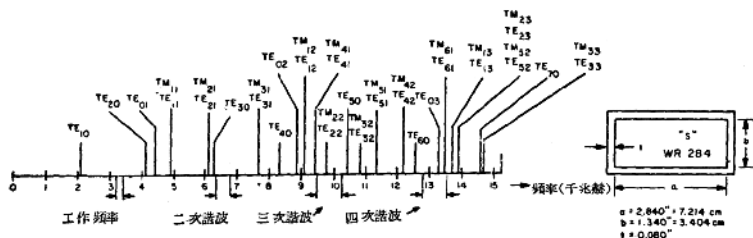
一、引言

测量微波传输线内功率的仪器大多数是针对单一传播模式(矩形波导用 TE_{10} , 同轴线用 TEM 模式)而设计的。近年来,需要一种能够精确测量有两个或两个以上模式同时传输的传输线中功率流量的装置,并要求能在 -50 dbm 到 $+50$ dbm (以毫瓦为

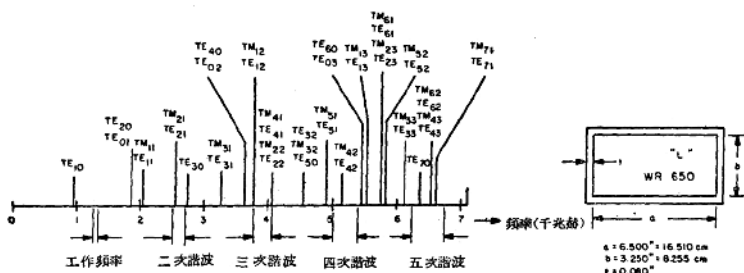
零电平的分贝)或更宽的功率电平范围内使用。

测量微波发射机的杂散(寄生)功率时,或在多模毫米波波导中进行测量时(只是动态范围较小),都遇到此类问题。

例如,在测量 S 波段磁控管的三次谐波功率时,可以发现波导除传播主模式(TE_{10})外,还有十五个高级模式(参阅图 1(a));如要测量五次谐波,就要遇到三十五个高级模式。这个情况说明校正刻度对



(a) S 波段



(b) L 波段

图 1 S 波段和 L 波段矩形波导中各模式的截止频率

于这样复杂的场分布,用一般技术就不行了。至于多模的水负载器和其他量热技术在 -50 dbm 左右灵敏就都不够了。

Forrer 和 Tomiyasu, Price, Lewis 及 Sharp 和 Jones 都曾对多模传输线中的功率测量问题进行过研究^[1~4]。

Forrer 和 Tomiyasu 设计了一个带有滑动探针的装置,能够测量标准矩形波导管壁上电场的大小和相位。对测得数据进行富里叶分析后,就能算出每个传播模式的功率。把各个模式的功率相加,就可以算出有关频率的总杂散功率。这种方法虽好,但是需要数字计算机化简数据,而且滑动探针在高功率时容易发生电压击穿。为了避免因弧,每次移动探针时须切断高功率源,这就可能引起误差,因为当高功率源再接通时,无法确定输出功率或功率在各模式上的分配是否有所改变。

Price 用固定探针法测量垂直于管壁的电场,电场测得后,再利用一台数字计算机(与 Forrer 和 Tomiyasu 所用方法相似)来计算模式的振幅。固定探针虽可避免电压击穿,但此法与可移探针法有同样的缺点,即都需要用数字计算机。每次测量功率后需要几分钟的时间来化简数据。

Lewis 研究出一个模式耦合法,他用一系列模式耦合器各选耦合模式至其输出端。校准了模式耦合器,把每一个输出端的功率加起来就可得出总的杂散(寄生)功率。如果功率只集中于少数已知模式,这个方法是优越的。可惜正是这个要求限制了此法的应用。

Sharp 和 Jones 提出了一种供标准尺寸波导用的取样法(抽样法)。此法可迅速地测出谐波功率分别送入各单模波导。这种方法,不需计算机,但是测量的准确度不到 ± 2 至 ± 5 分贝。

本文所述的新方法是在扩大波导中用一组固定探针进行测量。这种方法能在数秒钟内测得任意频率的多模功率,且测量的准确度可达 ± 1 分贝。扩大波导的作用是把能量变成近似的平面波,从而简化测量。把波导扩大还能提高功率容量,(约为常用波导的九倍)。高电平(S 波段中高于 10 兆瓦)或低电平(-50 dbm)时的功率都很容易测量出来。

二、匹配负载的功率测量

测量终端接有匹配负载的波导中多模功率的仪器见图2。仪器由下述部件构成:一段长短可变的

标准尺寸波导(伸缩线),一段锥形波导(连接输入波导和扩大波导段),一组固定探针(一般用30至40个,用以抽样测量扩大波导中垂直于管壁的电场)和一个多模负载。所有探针都接至转换开关,后者依次把探针耦合到公用接收机上。

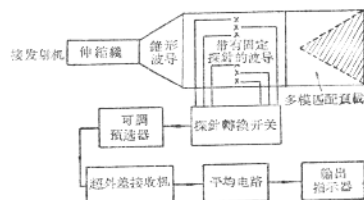


图2 固定探针法的测量仪器方框图

最初的测量是通过一系列手控同轴开关(见图3)进行的。目前正在研究试制自动微换路器,后者可以自动地把36个探针的输出依次与公用接收机接通。用这种自动化装置,可以在30秒钟内求出全部探针输出的平均值。

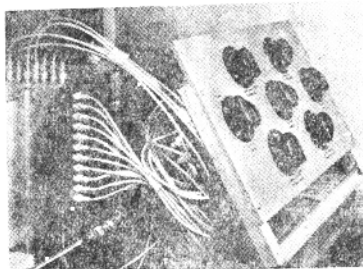


图3 探针转换开关

伸缩线的作用在于改变传输模式之间的时相。锥形波导段必须能把全部功率都传送到扩大波导,而且不许产生新的模式。最能满足上述要求的是 Unger 和 Tang 的余弦型锥形波导^[6,7]。用三尺长的锥形波导(图4)连接 S 波段波导($1.5\text{ 吋} \times 3\text{ 吋}$)和扩大波导($5.8\text{ 吋} \times 8.5\text{ 吋}$)进行实验,发现模式的改变可以小到忽略不计。把波导变成锥形的作用是使进入扩大波导的电磁波是平面波,这是直接用平均法测量功率所必需的。

用波导壁上的一组探针抽样测量电场;固定探针的排列见图3的左面。每一探针与波导间至少须去耦40分贝以减少探针所引起的模式转变。波导

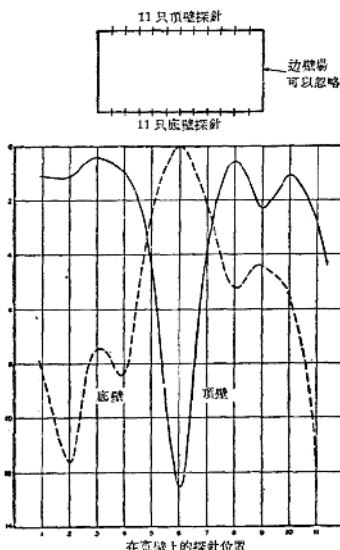


图4 多模功率测量的场分布

中多模功率可由下式计算:

$$P = \frac{ab}{2\eta\delta} \left[\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K |E_{yk}|^2 + \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L |E_{xl}|^2 \right] \quad (1)$$

式中

a = 扩大波导宽边的长度,

b = 扩大波导窄边的长度,

η = 自由空间的固有阻抗 $= 120\pi$ 欧,

K = 宽边上探针数,

L = 窄边上探针数,

(E_{yk}) = 第 k 个探针处垂直于宽边管壁的电场强度的有效值,

(E_{xl}) = 第 l 个探针处垂直于窄边管壁的电场强度的有效值,

δ = 常数, 约在 $0.5 \sim 1.0$ 之间 (视模式情况而定)。

上式的推导见附录 I。功率是根据波导壁上 $(E)^2$ 的平均值算得的。利用超外差接收机 (输出电流正比于 $(E)^2$) 抽样测量探针输出就可以得出 $|E|^2$ 的平均值。探针输出和公用接收机之间用一个高频开关装置连起来。

主要误差来源是常数 δ 的选择。由于 δ 的不定

性, 误差可能大至 ± 1.5 分贝。但如附录 I 所示, 在多数情况下, 选 $\delta = 0.612$ 所引起的最大误差只有 ± 0.88 分贝 (参阅附录 I)。

第三节和附录 I 指出: 高次模式场间的叉乘积所引进的若干项也会使均值法产生误差。现用 P_s 表示测得功率的平均值, 用 P_T 表示流入匹配负载的真正的功率, 于是

$$P_a = P_T + \text{误差项}$$

$$\begin{aligned} &= P_T + \frac{ab}{8\eta} \sum_{m=0}^M \left\{ \sum_{n_1=0}^N \sum_{n_2=0}^N E_{mn_1} E_{mn_2}^* \left[1 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (-1)^{n_1+n_2} \right] \right\}_y \\ &\quad + \frac{ab}{8\eta} \sum_{n=0}^N \left\{ \sum_{m_1=0}^M \sum_{m_2=0}^M E_{m_1n} E_{m_2n}^* \left[1 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (-1)^{m_1+m_2} \right] \right\}_x \end{aligned} \quad (2)$$

$$n_1 \neq n_2$$

$$m_1 \neq m_2$$

上式中 $\{ \}$ 外下标 y 和 x 表示两项叉乘积分别属于 y 向和 x 向的场分量。这些误差项都是实数, 正负号则由 E_{mn_1} , $E_{mn_2}^*$, E_{m_1n} , $E_{m_2n}^*$ 四场的相角决定。场的相角可随伸缩线的长短改变。如测量 P_s 时取几个不同长度的伸缩线则真正功率 P_T 可用 P_s 的算术平均值算出。如调节伸缩线的长度恰好得到 P_s 的最大值和最小值, 取这两个读数的算术平均值就可以得出与真正功率相当接近的近似值。 P_s 是直接由输出指示器上读出的, 此输出指示器取每个探针读数的平均值。

三、实验结果

我们用固定探针测量已知功率电平的各模式作为本文所述方法的验证。至今已对十种不同的多模场分布进行了测量, 准确度始终良好 (误差小于 ± 1 分贝)。图 4 示出了入射到扩大波导段内的典型的场分布。测量是在 7 千米赫下进行的, 电磁波先送入 S 波段波导, 然后通过锥形波导进入有固定探针的扩大波导。对四面管壁上的场都进行了测量, 由于 $|E_x|$ 分量甚小, 对功率计算仅有 0.2 分贝的影响, 因而只输出各 $|E_y|$ 分量的曲线。从这个场分布所得的功率, 与真正功率读数相差不到 ± 0.9 分贝。

功率是从已知固定探针的耦合系数算出的。决定这些系数时, 先在扩大波导中送入一个纯 TE₁₀ 模式, 然后测量插入损耗 (扩大波导中的功率与探针负载功率之比)。测量插入损耗时, 把每个探针依次放

在波导宽边的中心。从所有探针插入损耗读数（共 36 个读数）的平均值定出刻度（校正）常数 C_p （细节见[8]）。求一般多模场的功率时，先找出所有探针的功率读数的平均值，然后乘以 C_p 。最后，调整伸缩线得出最大和最小功率读数，取两读数的平均值就得出多模功率。

曾测量了固定探针部分在 2.7~2.9 千赫时的峰值功率容量。当峰值功率电平为 3.5 兆瓦时，没有发现击穿现象。（当波导内充以 15 磅/吋² 压强的气体时），估计此装置能在 10 兆瓦的功率下工作。

四、理論上的討論

固定探针测量技术的理论根据适用于任何均匀传输线。下面的讨论仅限于矩形波导。

1. 扩大波导的作用

待测的多模场一般含有若干接近截止状态的模，因此多模场的传播是色散的。

扩大波导中功率流量的推导见附录 II，推导的结果是：

$$P = \int_0^a \int_0^b \operatorname{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy \quad (3)$$

推演式(3)可以看出：必須在整个 xy 面上量出 E_x, E_y, H_x 和 H_y 的有效值和相角，然后从所测得的数据进行积分。如在扩大波导中进行测量，可简化测量这八种数据的复杂程序。附录 II 示出，当 a 和 b 加大后，扩大波导中功率流量表达式可简化为：

$$P_T \approx \frac{1}{\eta} \int_0^a \int_0^b (|E_x|^2 + |E_y|^2) dx dy \quad (4)$$

附录 II 还指出，当 a 和 b 都为输入波导的三倍时，式(4)的最大可能误差是百分之六。于是问题就简化为在波导横截面上测量 $(E_x)^2$ 和 $(E_y)^2$ 两个量。

式(4)是推导固定探针法的(1)式和(2)式的出发点，详见下节。

2. 平均法的正确性

附录 I 指出，用固定探针测得的功率是(4)式的真正功率加误差项。误差项都是实数，是正还是负取决于所传播模式的相对时间相角，它们是某种模式场分量的叉乘积。式(2)的一个典型误差项是

$$[E_{01x}][E_{21x}]\cos[\phi_1 - (\beta_{21} - \beta_{01})L]$$

它是个可正可负的实数。当 $m_1 + m_2$ 或 $n_1 + n_2$ 是奇数时，很多叉乘项彼此抵消，问题的复杂性因而可以减小。虽然误差项是许多模式的幅值的函数，但是，

在多数情况下，主要的杂散功率所含模式不会多于四个。这是从 Price^[9] 等人所发表的实验数据所得出的结论运用数值谐波分析。如果这些数据是典型的，误差项最多只有一两个。

为了消除这个误差来源，取固定探针的读数若干次；每次都布置于小色散波导中的伸缩线改变各模式之间的相位关系。各次读数的平均值与真正功率十分近似。

3. 实例

现在讨论几个典型实例来说明误差项的问题。

附录 III 推导了三次谐波在 S 波段波导 (WR 284) 中传播时的误差 (用可能的传播模式来表示)。数据见表 I；正确结果见(35)。根据一般波导的激励方法和 Price 等人^[9]所发表的数据(见第 VI 节)，可以看出，忽略 m 为偶数时的模式是合理的。因此，对称馈电的波导可应用公式(36)。

表 1 QK-338 磁控管三次谐波功率的分布**

基频	2768.5 兆赫
三次谐波	8305.7 兆赫
基频 (TE ₁₀) 功率	4.6 兆瓦
各模式的三次谐波	
TE ₁₀	4285 瓦
TE ₂₀	127 瓦
TE ₃₀	9691 瓦
TE ₄₀	—
TE ₀₁	1 瓦
TE ₁₁	36 瓦
TM ₁₁	467 瓦
TE ₂₁	26 瓦
TM ₂₁	140 瓦
TE ₃₁	260 瓦
TM ₃₁	849 瓦

** 数据取自文献[9]

由数据看出，中心馈电的假定是好的。对于这种管子(36)的误差项简化为

$$\epsilon_y = 0$$

$$\epsilon_x = \frac{ab}{2\eta} \operatorname{Re}(E_{11x} E_{31x}^*)$$

从上述数据中可以看出， ϵ_x 误差项是很小的，利用上面提及的有色散的伸缩波导来改变 E_{11} 与 E_{31} 的相位， ϵ_x 误差项可以完全消除。

Price 等人曾发表两个 QK-358 磁控管在 1250 兆赫下的五次谐波数据，数据表明两磁控管的五次

諧波都集中于几个同样序号的模式上^[9]。表2列出了一个QK-358磁控管的功率在几个模式上的分配情况，功率小于五次諧波总功率0.2%的各模式都已略去。

表2 QK-358 磁控管五次諧波的功率分布

TE 波型	功率 (瓦)	TM 波型	功率 (瓦)	每个模式序号的总功率 (瓦)
TE ₀₁	9539	—	—	9539
TE ₀₂	1501	—	—	1501
TE ₁₁	8664	TM ₁₁	2328	10,992
TE ₂₁	981	TM ₂₁	1176	2,157
TE ₃₁	56	TM ₃₁	112	168
TE ₁₃	1759	TM ₂₁	143	1,902

虽然五次諧波有25个以上的誤差项^[10]，但是 $\epsilon_y \approx 0$ ，而 ϵ_x 只简化剩两项。

$$\epsilon_x \approx \frac{ab}{\eta} \operatorname{Re}(E_{01z} E_{21z}^* + E_{11z} E_{31z}^*)$$

用色散伸縮綫可消除上述 ϵ_x 项。

4. 频率极限

固定探針法能准确地测量多模功率是以波导宽边和窄边上最高模式序号不大于探針数目为前提的^[9]。本文所述仪器宽边和窄边上分别有11个和7个探針，因此模式序号的极限是 $m=11$ 和 $n=7$ 。最高频率相应于下一个較高模式 ($m=12$, $n=7$) 的截止频率，故临界频率是：

$$f_c = \frac{c}{2} \left[\left(\frac{12}{a} \right)^2 + \left(\frac{7}{b} \right)^2 \right]^{1/2}$$

其中 c 为光速。

对 S 波段波导， $a=2.84$ 吋， $b=1.34$ 吋，故 f_c 等于39.7千兆赫，后者相当于 S 波段频率的十三次諧波。

由于探針能够引起高次模式及同軸綫（连接接收机和探針）中不是单一模式等原因，实际的极限频率可能較低。此外，由于叉乘项的复杂性，誤差项可能难以消除^[10]。估计本文所述仪器目前可使用到基波的七次諧波。

5. 失配負載

以上討論假定测量是在終端接有匹配負載的情况下进行的。固定探針法也可用于测量失配負載的功率。多模失配負載的功率 P_T 是：

$$P_T = 2P_M - P_0 \quad (5)$$

式中

P_M = 輸入多模匹配負載的功率（參閱第二节的討論），

P_0 = 固定探針所測得的平均功率。是一个小波导伸縮綫和一個大波导伸縮綫（或沿 z 軸的三个或三个以上的固定探針 xy 平面）在不同长度时所測数值的平均值。

大波导伸縮綫（或若干探針平面）应放在装有固定探針波导段与負載之間。

通过类似于附录 I 的分析便可算出功率，不过要把(11)和(12)两式改为：

$$E_z = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M E_{mnz} [1 + \Gamma_{mn} e^{j\beta_{mn} z}] \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (6)$$

$$E_y = \sum_{n=0}^N \sum_{m=0}^M E_{mny} [1 + \Gamma_{mn} e^{j\beta_{mn} z}] \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}$$

式中

$\Gamma_{mn} = \Gamma_{mn}$ 模式在 $z=0$ 处的反射系数，

$\beta_{mn} = \beta_{mn}$ 模式的傳播常数，

利用以上的普遍場方程，并注意扩大波导中各模式的 β_{mn} 都近似地等于 β_0 （自由空間的傳播常数），可以推得 P_p 如下：

$$P_p = \frac{ab}{48C\eta} \left\{ \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N (|E_{mnz}|^2 + |E_{mny}|^2) \times [1 + |\Gamma_{mn}|^2 + 2|\Gamma_{mn}| \cos(2\beta_0 z - \psi_{mn})] \right\} \quad (7)$$

式中 ψ_{mn} 是 Γ_{mn} 的相角。

改变大波导伸縮綫的长度并取 P_p 的平均值，得：

$$P_0 = \frac{ab}{48C\eta} \left\{ \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N (|E_{mnz}|^2 + |E_{mny}|^2) + \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N |\Gamma_{mn}|^2 (|E_{mnz}|^2 + |E_{mny}|^2) \right\} \quad (8)$$

上式可写成：

$$P_0 = P_M + P_R \quad (9)$$

失配負載吸收的功率是：

$$P_T = P_M - P_R \text{ 或 } P_M = P_T + P_R \quad (10)$$

将(10)的 P_R 代入(9)，即得(5)。

图5是测量 P_m 和 P_0 用的仪器的方框图，該仪器与图2所示的相似，只是增加了造成負載反射系数相角变化的部分。負載的相角变化是在大波导伸縮綫內几个不同的 xy 平面上抽样测量电场而产生的；这里用了四个抽样平面，用抽样 xy 平面比用扩

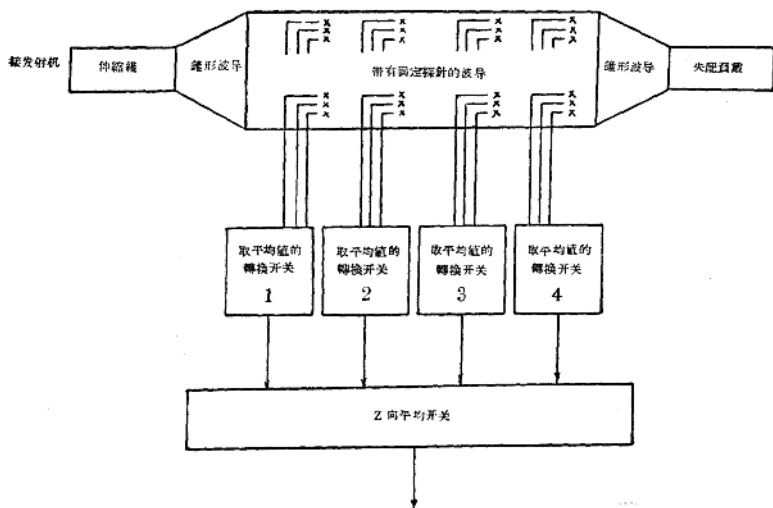


图5 用固定探針測量失配負載的儀器方塊圖

大波導伸縮綫好，因為前者易于實現自動測量。用方框圖中所示的轉換開關就可以自動求出平均值。

在若干應用中，測量 P_M 不如 P_A 容易。自(9)減去(10)，得

$$P_a - P_T = 2P_R$$

這說明了 P_a 的誤差可能是反射功率的兩倍。不過在平均駐波比相當小時(3, 或小于 3)，這個誤差還不太大；例如平均駐波比為 3 時，誤差約為 2 分貝。為了改善準確度，可取 P_p 的最大值和最小值的幾何中值如下：

$$P_z = \sqrt{P_{p \max} P_{p \min}}$$

這樣求得的功率其最大誤差是 $2P_R$ ，但也可能沒有誤差；絕對誤差的大小取決於每個反射系數的相角 ψ_{mn} 。

六、結 論

利用擴大波導的固定探針法能正確地測量多模功率，至少可以測到矩形波導 (TE_{10}) 傳輸頻帶中心頻率的七次諧波。實驗結果表明：在基波的 3.5 倍以下時，準確度可能優於 ± 1 分貝。這方法也能準確地測出輸至失配負載的功率。自動完成測量的儀器正在研製中。本文對矩形波導所進行的理論分

析，也可適用於同軸綫和其他均勻傳輸綫。

附 錄 I

以探針在管壁上測得的功率來表示矩形波導中的傳輸功率

現在推導以探針測得功率來表示矩形波導中傳輸功率的表达式。探針在垂直於傳播方向的平面的管壁周界上。

從一般的矩形波導傳播理論可得：

$$E_z = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N E_{mnx} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \quad (11)$$

$$E_y = \sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N E_{mny} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \quad (12)$$

其中 E_{mnx} 和 E_{mny} 分別為模式(下標為 m 及 n) x 和 y 方向的電場分量。將(11)和(12)兩式代入(3)式，得：

$$P = \frac{1}{\eta} \int_0^b \int_0^a \left[\left(\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N E_{mnx} \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \right) \times \left(\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N E_{mnx}^* \cos \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \right) + \left(\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N E_{mny} \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right) \times \left(\sum_{m=0}^M \sum_{n=0}^N E_{mny}^* \sin \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \right) \right] dx dy \quad (13)$$

积分后得:

$$P = \frac{ab}{2\eta} \left(\sum_{n=1}^N |E_{0nx}|^2 + \sum_{m=1}^M |E_{m0y}|^2 \right) + \frac{ab}{4\eta} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M (|E_{mnx}|^2 + |E_{mny}|^2) \quad (14)$$

矩形波导边界上的探针所耦合出来的功率,其平均值可近似地写为:

$$P_p = \frac{ab}{2\eta\delta C} \left\{ \frac{1}{a} \int_0^a |E_y|_{z=0}^2 dx + \frac{1}{a} \int_0^a |E_y|_{z=b}^2 dx + \frac{1}{b} \int_0^b |E_x|_{z=0}^2 dy + \frac{1}{b} \int_0^b |E_x|_{z=b}^2 dy \right\} \quad (15)$$

其中 δ 是个特定常数

E = 波导中某一探针处电场的有效值

E_p = 被探针耦合出来的电场的有效值

$$C = -\frac{|E|^2}{|E_p|^2}$$

把(11)和(12)两式代入(15)式,积分后得:

$$P_p = \frac{ab}{4\eta\delta C} \left(\sum_{n=1}^N |E_{0nx}|^2 + \sum_{m=1}^M |E_{m0y}|^2 \right) + \frac{ab}{4\eta\delta C} \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M (|E_{mnx}|^2 + |E_{mny}|^2) + \frac{ab}{8\eta\delta C} \sum_{m=0}^M \left\{ \sum_{n_1=0}^N \sum_{n_2=0}^N E_{m n_1 y} E_{m n_2 y}^* \times [1 + (-1)^{n_1+n_2}] \right\}_{n_1+n_2} + \frac{ab}{8\eta\delta C} \sum_{n=0}^N \left\{ \sum_{m_1=0}^M \sum_{m_2=0}^M E_{m_1 n x} E_{m_2 n x}^* \times [1 + (-1)^{m_1+m_2}] \right\}_{m_1+m_2} \quad (16)$$

比较(14)和(16),可以看出(16)的前两项非常象波导中的功率 P 。暂时不考虑(16)的后两项,并定义

$$E' = \sum_{n=1}^N |E_{0nx}|^2 + \sum_{m=1}^M |E_{m0y}|^2 \quad (17)$$

$$E'' = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M (|E_{mnx}|^2 + |E_{mny}|^2) \quad (18)$$

CP_p 与 P 的比值是:

$$\frac{CP_p}{P} = \frac{1}{2\delta} \frac{(E' + E'')}{E' + \frac{E''}{2}} \quad (19)$$

如 E'' 等于零(E'' 等于零意味着没有 m 和 n 都不为零的模式功率),波导的功率是 CP_p , 于是 $\delta = \frac{1}{2}$ 。

反之,如 E' 等于零(m 是零或 n 是零的模式功率为零),波导的功率为 CP_p , 这时, $\delta = 1$ 。

一般地说, E'' 与 E' 的正确比值是无法知道的;但是,如选 δ 适当,就可使 P 的误差为最小:

$$P = C_p P_p \quad (20)$$

式中

$$C_p = \delta_{\text{最佳}} C$$

$\delta_{\text{最佳}}$ 是根据 E''/E' 的实际数值范围而选的。如 E''/E' 的范围是自 0 至 2, 则:

$$\delta_{\text{最佳}} = 0.612 \quad (21)$$

采用这个值后,当 E''/E' 在 0 至 2 的范围内,最大误差是 ± 0.88 分贝。目前正在研究一般同轴綫-波导转换接头中所激励起的模式。有了这种资料,对特定的转换接头和波段选取最佳 δ 就能减小误差。

在文献[9]中有两个磁控管的谐波功率在各模式上的分布数据。其中一个 S 波段磁控管的三次谐波,其 E''/E' 是 0.126; 用 $\delta_{\text{最佳}} = 0.612$, 误差是 -0.63 分贝。另一个 L 波段磁控管的五次谐波其 $E''/E' = 0.137$; 仍用 $\delta_{\text{最佳}} = 0.612$, 所得误差是 0.60 分贝。

根据(20), (16)的前两项可看成 P/C_p , 于是(16)可写为:

$$P_p = \frac{P}{C_p} + \epsilon \quad (22)$$

式中 ϵ 代表(16)中剩下的那些项。 ϵ 是误差项,因为 ϵ 使从(20)所算出的功率不同于波导的功率。

第一个误差项是:

$$\epsilon_1 = |E_{01x}| |E_{21x}| \cos[\phi_1 + (\beta_{21} - \beta_{01})l] \quad (23)$$

式中

$\phi_1 = \theta_{01x}$ 与 E_{21x} 的初始相角差,

β_{01}, β_{21} 分别是 0, 1 和 2, 1 模式的相位常数

$l = S$ 波段波导的长度

S 波段波导中 2, 1 模式的截止频率是 6.06 千兆赫。低于截止频率时, ϵ 为零, 因此, 对 P_p 作一次测量就可从(20)直接算出波导的功率。频率高于 6.06 千兆赫时, 0, 1 和 2, 1 模式都能在 S 波段波导中存在。如果磁控管至波导的转换接头激励了这些模式, ϵ_1 就不等于零。但是, 因为 ϵ 是(22)中与 l 有关的唯一误差项, ϵ_1 是可以消去的。如调整 S 波段波导的伸缩綫(具有色散性), 量出 P_p 的最大和最小值, 得:

$$P_{p \max} = \frac{P}{C_p} + \epsilon_1 \quad (24)$$

$$P_{p \min} = \frac{P}{C_p} - \epsilon_1 \quad (25)$$

自以上两式求平均值, ϵ_1 相抵消, 于是平均值便是(20)式; 此时的 P_p 可视为峰值和各值的均值:

$$\frac{P_{p \max} + P_{p \min}}{2}$$

在 7.65 千兆赫以上, 第二誤差項

$$\varepsilon_2 = |E_{11x}| |E_{31x}| \cos [\phi_2 + (\beta_{31} - \beta_{11})l] \quad (26)$$

会在 S 波段波導中出現。在 10 千兆赫時, 可能有七個誤差項。但在實際測量中, 這些誤差項不致於會引起顯著的誤差。尤其是, 位於波導寬壁中心的同軸綫-波導轉換接头 (对称激波), 不会激起 m 为偶数的模式。此外, 过于接近截止频率的模式也不易激励^[9]。基于以上的原因, 可以相信, 在实用中只有一个誤差項是最主要的, 利用伸縮綫求峰值和各值的平均值, 对功率的測量來說, 是相当正确的。

附 录 II

多模矩形波導中的傳輸功率

附录 II 推导出扩大波導中总輸入功率的表达式。扩大波導自标准尺寸波導耦合入任意的 TE 和 TM 模式。先由坡印廷矢量的积分求出总功率, 然后化簡为近似的公式。最后估計用近似公式的誤差。

图 6 为所用坐标系統。沿 z 方向的时间平均傳輸功率是:

$$P = \int_0^b \int_0^a [\operatorname{Re}(E \times \bar{H}^*)] \cdot \bar{z} dx dy \quad (27)$$

式中 $\bar{E}$ 和 $\bar{H}$ 分别为电場和磁場矢量的有效值, $\bar{z}$ 为 z 向的单位矢量。

把式(27)中电場和磁場的叉积展开, 就化簡为:

$$P = \int_0^b \int_0^a \operatorname{Re}(E_x H_y^* - E_y H_x^*) dx dy \quad (28)$$

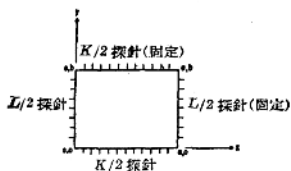


图 6 裝有固定探針的扩大波導橫截面圖

自式(28)計算波導傳播两个或更多模式的功率时, 首先須知道在整个橫截面上 E_x , H_y , E_y 和 H_x 的大小和相角。如果含有这些模式的波導漸漸展开 (成为錐形) 至扩大波導, 各傳播模式的截止频率必远小于工作频率。扩大波導中波长 λ_g 也就接近于自由空間波长 λ 。同时, 所有的 TM 和 TE 模式的波阻抗 (Z_w) 也就接近于自由空間的固有阻抗 η 。由于

$$Z_w = \frac{E_x}{H_y} = -\frac{E_y}{H_x} \quad (29)$$

式(28)就变为

$$P = \frac{1}{\eta} \int_0^b \int_0^a (|E_x|^2 + |E_y|^2) dx dy \quad (30)$$

于是, 只要知道扩大波導中橫截面上 E_x 和 E_y 的大小, 就能算出扩大波導中的功率 P 。

式(30)只在 a 和 b 趋于无穷大时才是正确的。現在估計实用扩大波導中的誤差 (这里所說的实用扩大波導, 它的长和寬都是标准尺寸波導的三倍)。当全部功率都集中在稍高于截止状态的那个模式时 (即在标准波導中差一点就要截止的模式), 便可能出现最大誤差。把这个功率与式(30)相比較, 即可估算出誤差。这是誤差的上限, 因为其它模式都距截止状态远 (接近于平面波情况)。对这个单一模式的情况而言, 将(29)式代入(28)式可算出功率 P' 如下:

$$P' = -\frac{1}{Z_w} \int_0^b \int_0^a (|E_x|^2 + |E_y|^2) dx dy \quad (31)$$

式中

$$Z_w = \eta \frac{\lambda_g}{\lambda} \text{ (TE 模式)}$$

$$Z_w = \eta \frac{\lambda}{\lambda_g} \text{ (TM 模式)}$$

由于用了公式(30), P' 的誤差为:

$$\varepsilon = \frac{P - P'}{P'} = \frac{Z_w}{\eta} - 1 \quad (32)$$

对 TE 模式誤差是:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{TE} &= \frac{\lambda_g}{\lambda} - 1 = \left[1 - \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 \right]^{-1/2} - 1 \\ &\approx \frac{1}{2} \left(\frac{f_c}{f} \right)^2, \quad \frac{f_c}{f} \ll 1 \end{aligned} \quad (33)$$

TM 模式的誤差是:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{TM} &= \frac{\lambda}{\lambda_g} - 1 = \left[1 - \left(\frac{f_c}{f} \right)^2 \right]^{1/2} - 1 \\ &\approx -\frac{1}{2} \left(\frac{f_c}{f} \right)^2, \quad \frac{f_c}{f} \ll 1 \end{aligned} \quad (34)$$

現在可以計算尺寸大于标准波導三倍的波導中的誤差。最大誤差出現于 $\frac{f_c}{f} = \frac{1}{3}$ 时, 將 $\frac{f_c}{f} = \frac{1}{3}$ 代入(33)或(34), 誤差是 6%。

附 录 III

用固定探針法測三次諧波功率的誤差

我們希望計算用固定探針法測量 S 波段 (在 3.2 至 3.4 千兆赫範圍內) 的三次諧波功率的誤差。图 1(a) (S 波段) 对三次諧波频率, 在 S 波段波導中能

傳播的模式是: 10, 20, 01, 11, 21, 22, 30, 31, 40, 41, 02, 12。

把 E_{m1} 值代入(16)的誤差項內, 并舍去有 E_{01y} 和 E_{m0x} (這些場分量不存在)的各項, 得:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_y &= \frac{ab}{2\eta^2 U} \operatorname{Re}(E_{10y} E_{12y}^* + E_{20y} E_{22y}^*) \\ \epsilon_x &= \frac{ab}{2\eta^2 U} \operatorname{Re}(E_{01x} E_{21x}^* + E_{02x} E_{22x}^* \\ &\quad + E_{01x} E_{11x}^* + E_{11x} E_{31x}^* + E_{21x} E_{41x}^*) \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

式中 ϵ_y 和 ϵ_x 分別是 E_y 場和 E_x 場所引起的功率誤差。

在波導是对称激励的情况下(x 对称)的轉換結構中, 序号 m 为偶数的模式都不存在, 因此誤差項簡化为:

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_y &= \frac{ab}{2\eta^2 U} \operatorname{Re}(E_{10y} E_{12y}^*) \\ \epsilon_x &= \frac{ab}{2\eta^2 U} \operatorname{Re}(E_{11x} E_{31x}^*) \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

参考文献

- [1] M. P. Forrer and K. Tomiyasu, "Effects and measurements of harmonics in high power waveguide systems," 1967 IRE National Convention Record, pt. 1, pp. 263~269.
- [2] V. G. Price, "Measurement of harmonic power generated by microwave transmitter," IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-7, pp. 116~120; January, 1959.
- [3] D. J. Lewis, "Mode couplers and multimode measurement techniques," IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT 7, pp. 110~116; January, 1959.
- [4] E. D. Sharp and E. M. T. Jones, "A sampling measurement of multimode waveguide power," IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-10, pp. 73~82;

January, 1962.

- [5] J. Goldberg, O. Hinckelmann, D. Levinson, R. Steven and J. Taub, "Second Quarterly Progress Report on New Methods for Measuring Spurious Emissions," Airborne Instruments Lab., Div. of Cutler-Hammer Inc., Deer Park, N. Y., Rept. No. 1112-I-2 AF 30(602)~2511; November, 1961.
- [6] H. G. Unger, "Circular waveguide taper of improved design," *Bell Sys. Tech. J.*, Vol. 37, pp. 899~912; July, 1958.
- [7] C. C. H. Tang, "Optimization of waveguide tapers capable of multimode propagation," IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-9, pp. 442~453; September, 1961.
- [8] O. Hinckelmann, R. Steven and L. Moses, "Equipment for the measurement of spurious emissions," *Synop. IRE Professional Group on Radio Frequency Interference*, San Francisco, Calif.; June, 1962.
- [9] V. G. Price, J. P. Rooney and C. Milazzo, "Final Report: Phase I—Measurement and Control of Harmonic and Spurious Microwave Energy," G. E. Microwave Lab., Palo Alto, Calif. Rept. [T1SR58ELM112, AF 30(602)-1670; July 8, 1958.
- [10] J. Goldberg, O. Hinckelmann, D. Levinson, R. Steven and J. Taub, "First Quarterly Progress Report on New Methods for Measuring Spurious Emissions," Airborne Instruments Lab., Div. of Cutler-Hammer Inc., Deer Park, N. Y., Rept. No. 1112-I-1, AF 30(602)-2511; August, 1961.
- [11] N. Marcuvitz, "Waveguide Handbook," MIT Radiation Laboratory Series, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, N. Y., Vol. 10, p. 57; 1951.

(庆、孟、陈、于合譯)

2. 諧振小散射体及其在場測量中的应用

Roger F. Harrington

«IRE Transactions on MTT» 1962, 3. p. 165~174 (英文)

本文对載散体的反向散射場进行了分析。文中指出，諧振小物体所产生的反向散射場比非諧振小物体所产生的場要大得多。这一理論可应用于短偶振子及小环。文中討論了用小諧振散射体測量電場和磁場的散射測量技术。在場的測量中，諧振散射体比非諧振散射体有一定的优点。

I. 引言

目前，短直線的散射場用于測量微波的電場^[1-3]。为了使散射場和入射場比較容易分开，散射場用机械方法^[2]和二极管^[3]加以調制，而微波磁場則用小环的散射場測量，測量时用两只二极管調制环的磁矩所产生的場，但对电矩所产生的場則不加調制^[4]。由于測量时不需要接收设备，不需要用傳輸綫连接到散射体，所以这一技术很引人注意。这是和用探針和环等检测接收信号相比而言，散射測量对被測場的影响一般較接收法为小。

本文对調諧小散射体进行分析，建議在散射測量中使用調諧小散射体来測量電場和磁場。用諧振散射体代替非諧振散射体有下列优点：1) 諧振散射体的散射場比非諧振散射体的散射場强得多(大約多30分貝)；2) 可以在环形散射体磁矩大大加强的同时而不显著改变电矩。这样，大多数磁場測量可以只用一个調諧环形散射体而无需使用复杂的調制电路；3) 假如需要調制，也有几种方法可用，用非調諧散射体时，这一点就办不到了。例如使用諧振散射体时，可以調制調諧电抗，也可以改变散射体的尺寸或对場作頻率調制。另一方面，使用諧振散射体也有一些缺点，如：1) 散射体需要調諧；2) 在結構方面調諧散射体比非調諧散射体要复杂一些等。

II. 一般理論

图1代表有載散射体反向散射的一般問題。物体1和2各有一对相距十分近的終端，它們分別用終端1和終端2来表示。物体1为跨接在其两端(終端1)的电流源所激励，产生入射場，在端点(終端2)接有負載的物体2代表有載散射体。有散

射体(物体2和 Z_L)存在时終端1上的电压和没有散射体存在时終端1上的电压之差就是反向散射电压。当两个物体1和2离开无限远的时候，就得到平面波反向散射。文中对问题的分析方法，是和Y. Y. Hu对有載偶极子散射体分析时所用的方法类似的。

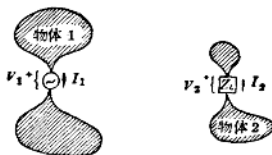


图1 有載散射体反向散射的一般情况

图1的終端1和2定义一二口网络，对于綫性物质，

$$\begin{cases} V_1 = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 \\ V_2 = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 \end{cases} \quad (1)$$

其中 V_1 , I_1 和 V_2 , I_2 分別是終端1和終端2的电压和电流。当一切物质都是各向同性时， $Z_{12} = Z_{21}$ ，当終端2接有負載阻抗 Z_L 时，

$$V_2 = -I_2 Z_L \quad (2)$$

应用式(1)和(2)，可得終端1的电压为：

$$V_1 = \left(Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + Z_L} \right) I_1 \quad (3)$$

現在規定 V_{10} 为当物体2不存在及終端1有电流 I_1 时終端1上的电压。令此单口网络的輸入阻抗为

$$Z_1 = \frac{V_{10}}{I_1} \quad (4)$$

下反向散射电压的定义为当物体2存在和不存在时，在終端1上的电压之差，即

$$\Delta V = V_1 - V_{10} \quad (5)$$

把(3)和(4)代入式(5)，得：

$$\Delta V = \left[(Z_{11} - Z_1) - \frac{Z_{12}}{Z_{22} + Z_L} \right] I_1 \quad (6)$$

因此,有載散射体(阻抗 Z_L)的一般反向散射問題牽涉到三个參量的确定: $(Z_{11} - Z_1)$, Z_{12} 和 Z_{22} 。

阻抗參量的變分公式是众所周知的^[1]。將物体 1 和 2 看作理想导体并令

J_i = 加于終端 i 的电流源 I_i 所引起的电流, 其他終端开路。

E_i = J_i 所引起的电场

一般說, E_i 是由張量(或并矢)格林函数 r 与 J_i 联系起来的:

$$E_i(r) = \iint r(r, r') \cdot J_i(r') ds' \quad (8)$$

其中 r 和 r' 代表徑向矢量, 于是, 任何阻抗元件的平穩公式是

$$Z_{ij} = \frac{-1}{I_i I_j} \iint E_i \cdot J_j ds \quad (9)$$

Z_1 的公式与 Z_{11} 相同, 只是物体 2 此时不存在。

令 J_{10} = 当物体 2 不存在时 I_1 在物体 1 上所引起的电流,

E_{10} = J_{10} 引起的电场,

即得平穩公式

$$Z_1 = \frac{-1}{I_1^2} \iint E_{10} \cdot J_{10} ds \quad (11)$$

假設試探电流后可应用这些公式計算特殊問題所需的阻抗, 在試探电流中可包括調节常数(變分參量), 并用里茲法計算。用里茲法計算 Z 的討論在附录中列出。

现在回到式(6), 对于无源的 Z_L , 当

$$Z_L = -j \operatorname{Im}(Z_{22}) \text{ 时} \quad (12)$$

式(6)右边第二項是最大, 式(12)將用来定义諧振散射体。当 $(Z_{11} - Z_1)$ 和 $\operatorname{Re}(Z_{22})$ 是小的时候, 散射电压在諧振时最大。当 Z_L 調节諧振时, 散射电压就按照諧振曲线变动, 比波长小的导电散射体常呈现这样的諧振現象。

III. 平面波反向散射

普遍公式可以按照下述方法化到平面波反向散射。令物体 1 消失, 使終端 1 处在空的空間之中。于是, 終端 1 的电流 I_1 的場就是电流元 $I_1 l$ 在自由空間的場。为明确起見, 令 $I_1 l$ 本身的方向是沿 z 軸的方向, 并位于 y 軸上离原点为 r 的地方, 如图 2 所示。当 $r \rightarrow \infty$, 就在原点附近得到平面波的場

$$E_{10} = u_z E_0 e^{-jk r} \quad (13)$$

其中 u_z = 单位 z 向矢量, k = 波数 ($2\pi/\lambda$) 和

$$E_0 = \frac{\eta I_1 l}{2\lambda r} e^{-jk r} \quad (14)$$

其中 η = 固有阻抗 ($= \sqrt{\mu/\epsilon}$), λ = 波长。

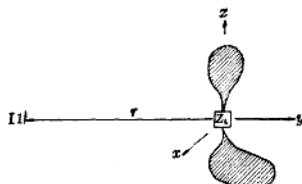


图 2 令 I_1 退到无穷远以得平面波反向散射

当散射体存在时, 入射場在散射体上感应-电流, 这电流轉而又产生散射場 E_s 。 E_s 在 $I_1 l$ 位置的 $I_1 l$ 方向的分量称为反向散射場。反射面积 σ (echo area) 是这样一個面积, 在这个面积里, 入射場有足够的功率可以产生(通过无向辐射)和散射体反向散射場一样的場。用公式表示, 即:

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \left| \frac{u_i \cdot E_s}{E_0} \right|^2 \quad (15)$$

其中 u_i 是在 $I_1 l$ 方向的单位矢量, 以散射电压表示, 則:

$$u_i \cdot E_s = \Delta V / l \quad (16)$$

因此, 反射面积可由下式得出:

$$\sigma = \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi \left(\frac{2\lambda}{\eta} \right)^2 \left(\frac{r}{l} \right)^4 \left| \frac{\Delta V}{I_1} \right|^2 \quad (17)$$

其中, ΔV 是由式(6)給定, 所以, 反射面积公式的形式是:

$$\frac{\sigma}{\lambda^2} = \frac{1}{\pi} \left| A - \frac{B}{Z_{22} + Z_L} \right|^2 \quad (18)$$

其中:

$$A = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{4\pi}{\eta} \left(\frac{r}{l} \right)^2 (Z_{11} - Z_1) \\ B = \lim_{r \rightarrow \infty} \frac{4\pi}{\eta} \left(\frac{r}{l} \right)^2 Z_{12}^2 \quad (19)$$

將式(13)作为 I_1 所产生的場, 从式(9)和式(10)能求得这些 Z 參量。注意当 $Z_L = \infty$, 即当散射体的終端是开路时, $|A|^2/\pi$ 就是 σ/λ^2 。于是去掉散射体的負載, 用已知的平穩公式^[7]

$$(Z_{11} - Z_1) = \frac{\left(\iint E_{10} \cdot J_{12} ds \right)^2}{I_1^2 \iint E_{12} \cdot J_{12} ds} \quad (20)$$

其中 J_{12} 是开路散射体上受入射平面波激励时的电流, E_{12} 是相应的場。

在(19)式的第一式中应用式(13)、(14) 和 (20)

就能求得 A :

$$A = \frac{\eta}{4\pi} \frac{\left(k \iint e^{-jkz} \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{J}_{12} ds \right)^2}{\iint \mathbf{E}_{12} \cdot \mathbf{J}_{12} ds} \quad (21)$$

此式仍是平稳的。为了求出 B 的一级近似, 可以假设 $\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{10}$, $\mathbf{E}_{10}$ 由式(13)和(14)确定, 于是, 根据式(9)和(19)的第一式可得:

$$B = \frac{\eta}{4\pi} \left(\frac{k}{I_2} \iint g^{-jkz} \mathbf{u}_z \cdot \mathbf{J}_2 ds \right)^2 \quad (22)$$

其中 $\mathbf{J}_2$ 是当其终端受 I_2 激励时散射体的电流。在附录中有求 B 的较高次近似的方法。最后,

$$Z_{22} = -\frac{1}{I_2^2} \iint \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_2 ds \quad (23)$$

是众所周知的将散射体看作为发射天线时的输入阻抗的平稳公式。本节仅考虑了线性极化入射平面波。任意极化的情况可以用两线性极化波的迭加方法处理。具体处理方法请参阅参考文献[8]。

IV. 有载偶极子

无载和有载偶极子已分别由 Tai 教授及 Hu 教授分析过。由于 Hu 教授的结果很难用于短偶极子, 并且由于想说明一下普遍公式的应用, 这里将导出短偶极子的公式。

图3是在平面波场中的短偶极子, 负载在偶极子的正中央。当该偶极子受沿其终端的电流 I_2 激励时, 其上的电流可近似为

$$\mathbf{J}_2 = \mathbf{u}_z \frac{I_2}{2\pi a} \left(1 - \frac{2}{b} |z| \right) \quad (24)$$

其中 a 是导线半径, b 是偶极子长度, 在计算 B , 可将此电流作为线电流考虑, 因而, 从式(19)得:

$$B = \frac{\eta}{4\pi} \left[\frac{k}{I_2} \int_{-b/2}^{b/2} I_2 \left(1 - \frac{2}{b} |z| \right) dz \right]^2 \\ = \frac{\eta}{16\pi} (kb)^2 \quad (25)$$

偶极子天线输入阻抗的推导可以在许多地方找到, 对于式(24)的电流, 可近似地算出式(23)为

$$Z_{22} \approx \frac{\eta}{2\pi} \left[\frac{(kb)^2}{12} - j \frac{3 \ln(2b/a) - 7}{kb} \right] \quad (26)$$

当偶极子开路, 受入射平面波激励时, 这电流可近似为:

$$\mathbf{J}_{12} = \mathbf{u}_z \left[\cos k \left(|z| - \frac{b}{4} \right) - \cos k \frac{b}{4} \right] \quad (27)$$

于是式(21)的计算与式(25)和(26)的计算相似, 结果是

$$A \approx \frac{-j(kb)^3}{96[\ln(b/a) - 2]} \quad (28)$$

$kb < 1$ 时, 上面的计算有很好准确度, 对于较长的偶极子, 可以应用 Hu 教授的结果[9]。

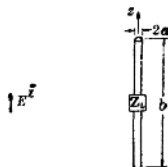


图3 在平面波场中的偶极子, 负载在偶极子的正中央

三种有意义的特殊情况是: 1) 无载偶极子, $Z_L = 0$; 2) 满足式(12)的谐振偶极子; 和 3) 开路偶极子, 即 $Z_L = \infty$ 。对于短的无载偶极子, A 比式(18)的第二项小, 式(26)的第一项比第二项小, 因此, 得

$$\frac{\sigma}{\lambda^2} \approx \frac{(kb)^4}{64\pi[3 \ln(2b/a) - 7]^2} \quad (29)$$

在谐振时, Z_L 应该是按照式(12)调节的电感器; 因而

$$Z_L = j\omega L = j \frac{3 \ln(2b/a) - 7}{\omega b} \quad (30)$$

现在, Z_L 正好抵消式(26)的第二项, 对短谐振偶极子, 有

$$\frac{\sigma}{\lambda^2} \approx \frac{9}{4\pi} = 0.716 \quad (31)$$

因此, 无损失的小谐振偶极子的反射面积与尺寸无关, 这和小接收偶极子的情况相似, 小接收偶极子的有效孔径也是和尺寸大小无关的^[10]。对于实际的偶极子, 导体电阻率的损失将使小偶极子的反射面积大大缩小。这将在第 VII 节中讨论。当 $Z_L = \infty$ (开路情况), 仅式(18)的第一项仍保留, 因此,

$$\frac{\sigma}{\lambda^2} \approx \frac{(kb)^6}{9216\pi[\ln(b/a) - 2]^2} \quad (32)$$

这是短偶极子在给定方向的最小可能反射面积。方向任意时, 所有以上的反射面积皆应该乘以 $\sin^4 \theta$, 其中 θ 是偶极子轴和入射波 $\mathbf{E}$ 矢量之间的角度。

图4说明有一定尺寸的偶极子的反射面积随频率而改变的情况。图中所示为 $b/a = 150$ 的情况。曲线(a)是无载偶极子, 曲线(b)是连续调到谐振的偶极子 (Z_L 随 λ 变动而变动), 曲线(c)是当 $b = \lambda/10$ 以固定电感 L 调到谐振的偶极子, 曲线(d)是开路的偶极子。当 $kb < 1$ 时, 数值是从上述小偶极子公式取得, 当 $kb > 1$ 时, 数值是 Hu 教授的计算取得的。

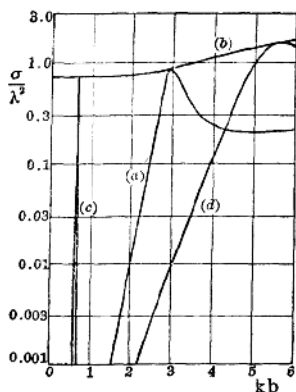


图4 (a)无载偶极子, (b)谐振偶极子, (c)借固定L谐振的偶极子和 (d)开路偶极子的反射面积。\$b/a=150\$

注意短偶极子输入阻抗公式(26)的形式与串联R-C电路阻抗的形式相同,当以电感调谐时,短偶极子就与R-L-C电路相似。因而短偶极子散射体的谐振曲线大约与串联R-L-C谐振曲线相同。品质因数

$$Q = \frac{|\text{Im} Z_{22}|}{\text{Re} Z_{22}} \quad (33)$$

与反射面积谐振曲线宽度的关系大致与R-L-C电路的Q和其功率谐振曲线的宽度的关系相似。对短偶极子散射体的品质因数可以近似地表示为:

$$Q \approx 12 \frac{31 \ln(2b/a) - 7}{(kb)^3} \quad (34)$$

上式表明偶极子的长短和Q值的关系。图4曲线(c)的无损长\$\lambda/10\$偶极子的Q是485。导体损失当然会减小短偶极子的Q。如果短的无损偶极子通过固定电感调到谐振频率\$\omega_r\$,那么,在谐振附近的频率有:

$$\frac{\omega}{\omega_r} = \frac{9}{4\pi} \left[1 + Q^2 \left(\frac{\omega_r}{\omega} \right)^4 \left(\frac{\omega_r}{\omega} - \frac{\omega}{\omega_r} \right)^2 \right]^{-1} \quad (35)$$

这结果是从式(18)同时应用式(25), (26), (30)和忽略A而获得。

V. 有载小环

Kouyoumjian^[8]教授已经分析了无载导线环在平面波场中的情形,文献中尚未有任意尺寸的有载环的一般分析。本节对有载小环在平面波场中的

情况进行分析。

图5是负载阻抗为\$Z_L\$的小导线环,当这个环受跨其终端的\$I_2\$源所激励时,电流是近于均匀的,即

$$I_2 = I_0 \mathbf{u}_\phi \quad (36)$$

其中\$\mathbf{u}_\phi\$是单位\$\phi\$向矢量,从式(22),可算出:

$$B = \frac{\eta}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{k}{I_2} \phi \left(\frac{kd}{2} \right) \sin \phi \mathbf{u}_\phi \cdot \mathbf{u}_\phi I_2 \frac{d}{2} d\phi \quad (37)$$

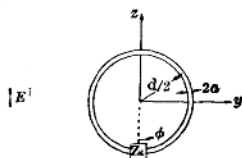


图5 在平面波场中的有载环

电流恒定的小环,其输入电阻是众所周知的:

$$\text{Re}(Z_{22}) = \frac{\eta\pi}{96} (kd)^4 \quad (38)$$

小环的输入电阻就简单的是\$\omega L\$,其中L是低频电感;因而

$$\text{Im}(Z_{22}) = \eta k \frac{d}{2} \left[\ln \left(\frac{4d}{a} \right) - 2 \right] \quad (39)$$

当环是开路并受平面波激励时,电流分布显著地与环终端的位置有关。当它们是沿z轴如图5所示时,电流近似为:

$$I_{13} = \mathbf{u}_\phi \sin \phi \quad (40)$$

因此能按照式(21)算出A:

$$A = \frac{j\pi (kd)^3}{16 [\ln(4d/a) - 2]} \quad (41)$$

(36)和(40)式的假设电流正好就是Kouyoumjian教授所用的展开式中的最初两项,从他的小环公式中也可以提出(37)和(41)式,当\$kd < 1\$时,上面的公式给出相当准确的结果。

现在考虑三种特殊情况:1)无载小环,2)谐振环,3)开路环。对于无载环,\$Z_L=0\$,式(38)比式(39)小,式(26)化为

$$\frac{a}{\lambda^2} \approx \frac{9\pi (kd)^3}{1624 [\ln(4d/a) - 2]^2} \quad (42)$$

这与Kouyoumjian教授的结果相同。为了谐振,\$Z_L\$应该是按照式(12)调整的电容器;因而

$$Z_L = \frac{1}{j\omega C} = \frac{\eta kd}{2j} \left[\ln \left(\frac{4d}{a} \right) - 2 \right] \quad (43)$$

现在\$Z_L\$抵消了式(39), \$Z_{22}\$由式(38)给定,因此式