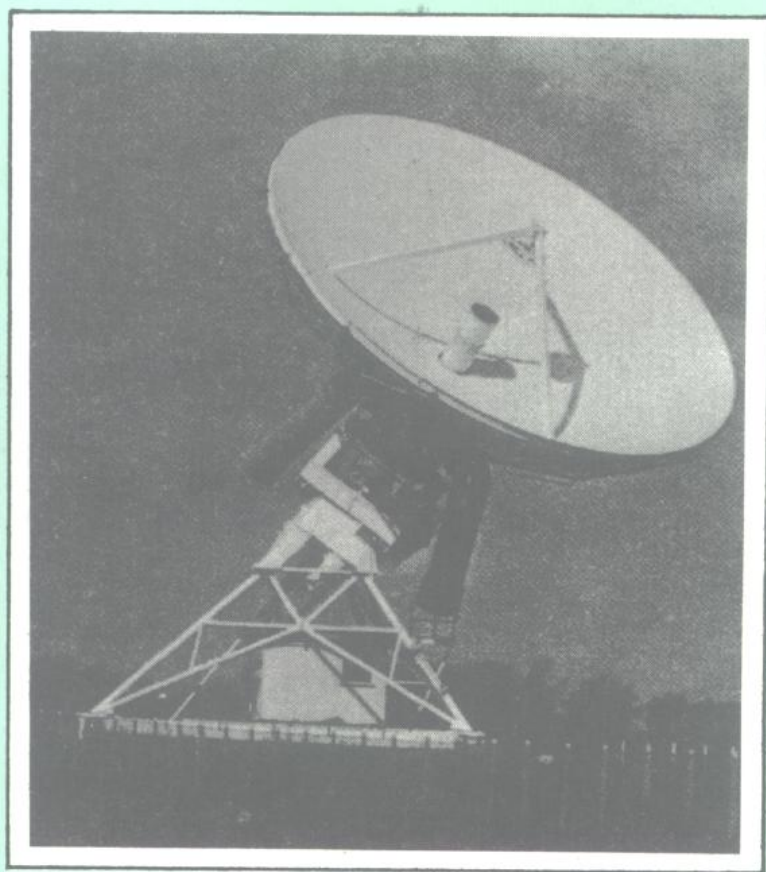


天
线
技
术

天线技术

马汉炎



N82
09

社

哈尔滨工业大学出版社

77107

433572

天 线 技 术

马 汉 炎

哈尔滨工业大学出版社

DV16 / 27 / 19
内 容 简 介

本书系作者在哈尔滨工业大学多年讲授《天线与电波》讲义的基础上,经精选、修订并重新编写而成。

全书共9章。主要讲述天线的基本原理与基本分析方法、主要电参数和测试方法;介绍常用典型天线及无线电波传播的基本知识。各章末附有一定数量的习题。

本书可作为高等学校工科电子类各专业本科教材或教学参考书;也可供从事通信、广播、电视、遥测、雷达等部门工程技术人员参阅。

天线技术
Tianxian Jishu
马汉炎

*

哈尔滨工业大学出版社出版发行
哈尔滨工业大学印刷厂印刷

*

开本 787×1092 1/16 印张 11.25 字数 254千字

1997年4月第1版 1997年4月第1次印刷

印数 1-1000

ISBN 7-5603-1218-7/TN·39 定价 18.00元

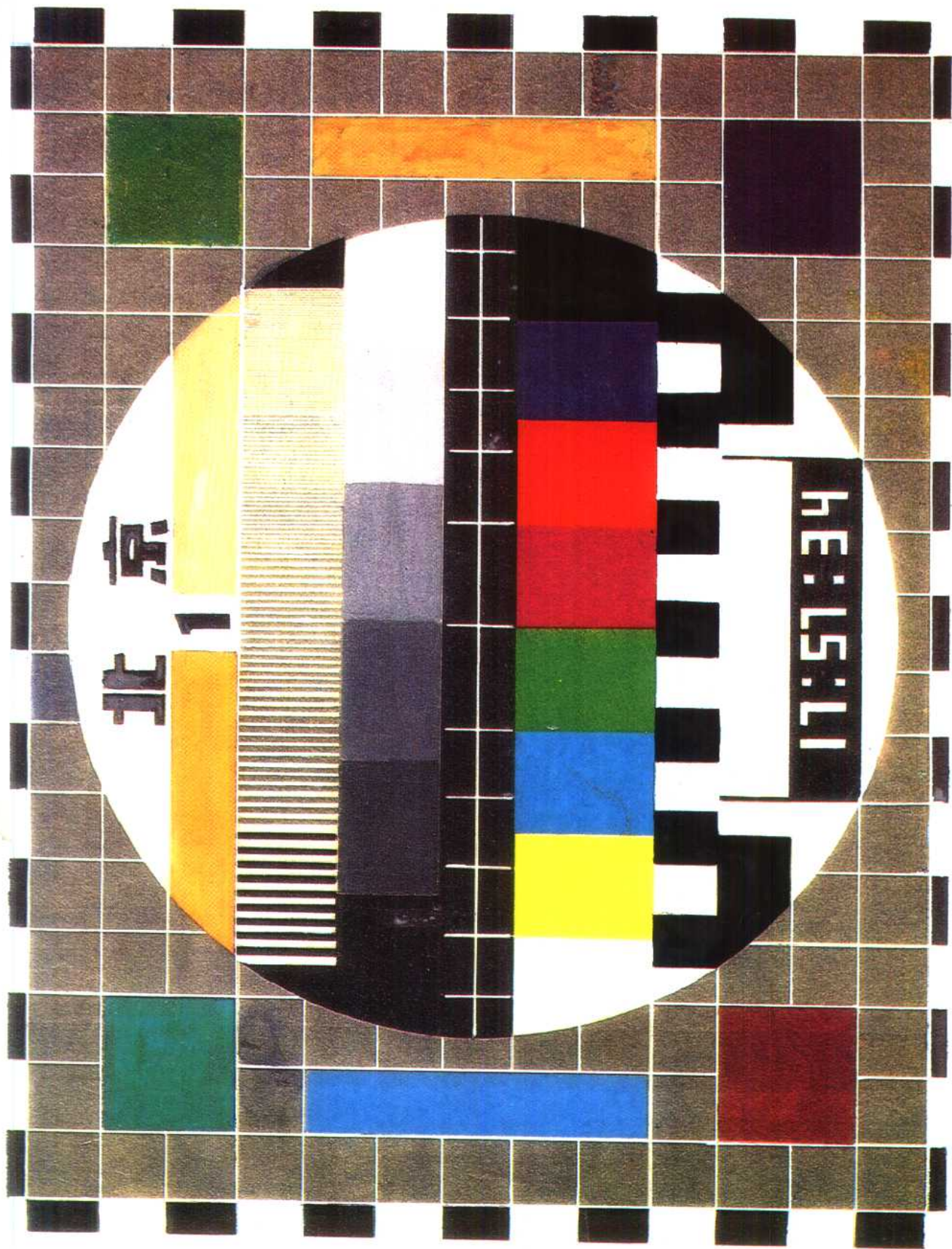


图20-8 标准彩色测试图

前 言

“天线与电波”是高等学校工科电子类各专业的一门重要技术基础课,特别是涉足无线电领域的一门重要的必修科目。

本书是为哈尔滨工业大学航天学院电子类专业“天线与电波”课程编写的教材;其内容参照全国高等学校工科电磁场与微波技术教材编审委员会审定的编写大纲要求,重点介绍天线的基本工作原理、基本分析方法、主要电参数和测试方法,常用典型天线以及电波传播的基本知识。

本书共9章,涉及天线与电波传播两部分内容,但以天线内容为主。教学参考学时数为36学时。本书精选内容,压缩篇幅,舍去天线综合和复杂的数学推导,压缩反射面天线内容,着重于基本原理和基本分析方法的阐述,较全面地介绍了天线主要电参数及其相互关系;各章还选配了适当习题和思考题。在编选典型的常用天线上照顾到各专业应用的天线种类,教师可结合授课需要进行选择和删节。

本书是编者在多年的教学实践的基础上,参阅国内有关教科书和教材编写而成。在编写过程中力求内容精选,深度适宜,概念准确,说理清楚,层次分明,重点突出,文字简练,格式规范。

哈尔滨工业大学航天学院孙道礼教授审阅了本书初稿,提出了许多宝贵意见,在此表示谢意;本书出版得到航天学院和电子与通信工程系有关领导和教师的关心和支持,在此也表谢意。

鉴于编者水平有限,书中难免存在一些缺点和错误,殷切希望读者批评指正。

编者 1997年1月

目 录

绪论	1
第 1 章 基本振子辐射与发射天线及接收天线电参数	3
1.1 电基本振子的辐射	3
1.2 磁基本振子的辐射	6
1.3 发射天线电参数	8
1.4 互易定理与接收天线电参数	16
习题	22
第 2 章 对称振子	24
2.1 对称振子的电流分布与辐射场	24
2.2 对称振子的方向图和方向性系数	26
2.3 对称振子的输入阻抗	30
2.4 对称振子的馈电方法	34
习题	36
第 3 章 天线阵的方向特性和阻抗特性	38
3.1 二元天线阵	38
3.2 均匀直线天线阵	47
3.3 平面阵	55
3.4 地面对天线性能的影响	56
习题	61
第 4 章 常用线天线	63
4.1 水平对称振子	63
4.2 直立振子	66
4.3 引向天线	68
4.4 正交振子型天线	74
4.5 菱形天线	77
4.6 对数周期天线	83
4.7 螺旋天线	86
习题	89
第 5 章 面天线辐射基础	91
5.1 引言	91
5.2 等效原理	92
5.3 面元辐射	93

5.4	矩形口径均匀场的辐射	95
5.5	矩形口径余弦场的辐射	98
5.6	圆形口径场的辐射	99
5.7	口径场相差对辐射的影响	102
	习题	104
第 6 章	常用面天线	105
6.1	喇叭天线	105
6.2	旋转抛物面天线	112
6.3	卡塞格伦天线	122
6.4	其他反射面天线	125
	习题	128
第 7 章	缝隙天线和微带天线	130
7.1	理想缝隙天线	130
7.2	矩形波导缝隙天线	133
7.3	波导缝隙天线阵	135
7.4	微带天线	137
	习题	141
第 8 章	天线测量	143
8.1	天线测试条件	143
8.2	方向图测量	146
8.3	增益测量	147
8.4	输入阻抗与驻波比测量	148
	习题	151
第 9 章	电波传播	152
9.1	概述	152
9.2	地表波	154
9.3	电离层波	158
9.4	视距波	162
	习题	170
	参考文献	172

绪 论

通信、雷达、遥感、广播、电视、导航等无线电设备,都是依靠无线电波来工作的,都需要有无线电波的辐射和接收。例如,最基本的无线电通信系统如图 0-1 所示。在某地的发射系统由发射机、馈线和发射天线组成;在另一地的接收系统由接收天线、馈线和接收机组成。信号经发射机调制成高频电磁能量,以导波形式经馈线送至发射天线。发射天线将该能量转换成向空间辐射的某种极化的无线电波。电波按指定方向经过一定方式传播之后到达接收端,一部分规定极化的电波能量经接收天线转变成导波形式的高频电磁能量,经馈线送至接收机,最后经解调取出信号,完成信息的传送。

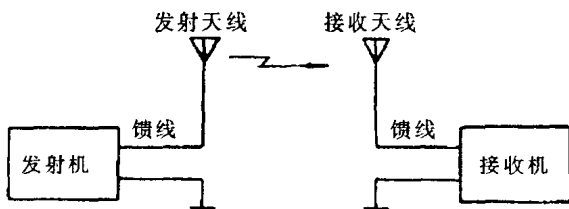


图 0-1 无线电通信系统最简单框图

我们把辐射或接收无线电波的装置称为天线。从通信系统信息传递过程看出,天线主要完成导行波(或高频电流)与空间电波能量之间的转换,因此称天线为能量转换器。为了有效地完成这种能量转换,要求天线是一个良好的“电磁开放系统”,还要求天线与它的源或负载匹配。其次,

为了有效地利用信息能量,保证信息传递质量,要求发射天线尽可能只向需要的方向辐射电磁波,接收天线也只接收指定方向的来波,尽量减少其他方向的干扰和噪声。人们把天线的这种辐射或接收电波能量与方向有关的性能称为天线的方向特性。不同的无线电设备要求天线的方向特性是不同的。另外,天线应能发射或接收预定极化的电磁波,并应有足够的工作频率范围。以上四项就是天线最基本的功能。尽管现代天线技术有了很大发展,使天线功能不断扩大,但就其基本功能而言,仍然是按照一定的方向特性辐射或接收预定极化的无线电波。

接收天线与发射天线的作用是一个可逆的过程。同一副天线用作发射和用作接收的特性参数(包括方向特性、阻抗特性及其他参数)是相同的。然而,接收天线特性参数的定义却根本不同于发射天线。

天线的形式很多,有各种不同的分类方法。按使用范畴分,有通信天线、雷达天线、广播天线、电视天线、导航天线等;按天线特性分类,例如,从方向特性分,有定向天线、全向天线、强方向性天线、弱方向性天线;从极化特性分,有线极化(垂直极化和水平极化)天线、圆极化天线;从频带特性分,有窄频带天线、宽频带天线和超宽频带天线;按馈电方式分,有对称天线、非对称天线;按天线上电流分,有行波天线、驻波天线;按天线使用波段分,有超长波天线、长波天线、中波天线、短波天线、超短波天线和微波天线;按天线外形分,有 V 形天线、菱形天线、环形天线、螺旋天线、喇叭天线、反射面天线,等等。此外,新型天线还有单脉冲天线、相控阵天线、微带天线、自适应天线和有源天线等。

本教材是按天线分析方法来分类的,可以将大部分天线分为线天线和面(口径)天线。线天线是由半径远小于波长的金属导线构成的天线,导线长度比半径大得多,一般用于长、中、短波。面天线是由整块金属板或导线栅格组成的面形天线,它的面积比工作波长的平方大得多,主要用于微波。超短波天线的形式介于二者之间。本教材首先介绍线天线,然后介绍面天线,这样既符合天线发展从长波到微波的历史过程,在讲述上也能由浅入深,循序渐进。

研究天线问题,就是研究天线所产生的空间电磁场分布以及由其分布所决定的天线特性。空间任意一点的电磁场满足麦克斯韦方程和边界条件。因此,求解天线问题实质上是求解满足特定边界条件的麦克斯韦方程。严格求解这类问题是十分困难的。在实际问题中往往将条件理想化,进行一些近似处理,从而获得结果,这是工程上求解天线问题最常用的方法。

本教材属于天线学科的一门基础教材,主要介绍天线基本原理和基本分析方法;讨论天线主要参数,并结合常用典型天线予以讲解。

电波传播是无线电系统信息传递中的必不可少的环节,是人类用以传递各种信息的最快方式。本教材将介绍无线电波传播的基本概念,主要传播方式,传输特性和基本计算方法,为学生提供无线电波传播学科的清晰概貌。

第1章 基本振子辐射与发射

天线及接收天线电参数

辐射的基本振子有电基本振子与磁基本振子,它们是组成天线的基本单元。

天线电参数是评价天线工作质量的规范。用于描述能量转换和定向辐射或接收能力的天线电参数主要有输入阻抗、辐射电阻、效率、方向图、方向性系数、增益系数、频带宽度和极化系数等。

发射天线与接收天线电参数的定义不同。然而,同一副天线在用作发射天线和用作接收天线时它们的电参数却是相同的。这可根据互易原理予以证明,接收天线除了有与发射天线相同名称的电参数外,还有其特殊的电参数,如有效接收面积、等效噪声温度等。

1.1 电基本振子的辐射

电基本振子又称电流元,它是指一段高频电流直导线,导线全长 $dl \ll \lambda$, 其半径 $a \ll dl$, 线上电流处处等幅同相。用这样的电基本振子可以组成实际的复杂天线,所以电基本振子辐射特性是研究复杂天线辐射特性的基础。

根据电流连续性原理,在电基本振子两端将同时积存大小相等、符号相反的时变电荷,因此电基本振子又称电偶极子。

将电基本振子的中心置于球坐标系的坐标原点,并使 dl 沿 z 轴方向,如图 1-1(a) 所示。

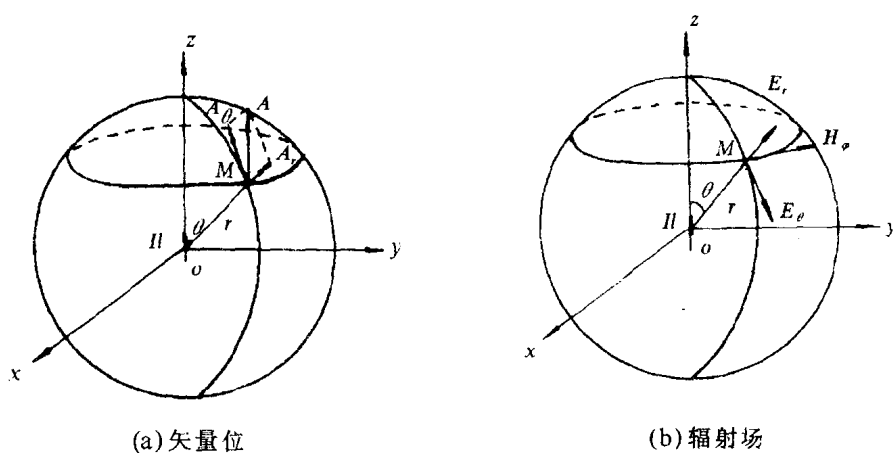


图 1-1 电基本振子的矢量位与辐射场分量

利用矢量位 A 求电基本振子的辐射场:

将体电流元转换成线电流元

$$Jdv = e_z Idl \quad (1-1)$$

$$A = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{Je^{-jkr}}{r} dv = e_z \frac{\mu_0 Idl}{4\pi r} e^{-jkr} \quad (1-2)$$

球坐标中

$$\left. \begin{aligned} A &= e_r A_r + e_\theta A_\theta \\ A_r &= A_z \cos\theta = \frac{\mu_0 Idl}{4\pi r} \cos\theta e^{-jkr} \\ A_\theta &= -A_z \sin\theta = -\frac{\mu_0 Idl}{4\pi r} \sin\theta e^{-jkr} \\ A_\phi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$

于是

$$H = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times A = \frac{1}{\mu_0} \frac{1}{r^2 \sin\theta} \begin{vmatrix} e_r & re_\theta & r\sin\theta e_\phi \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \phi} \\ A_r & rA_\theta & 0 \end{vmatrix} \quad (1-4)$$

由于 $A_\phi = 0$, A_r , A_θ 都不是坐标 ϕ 的函数, 所以

$$\left. \begin{aligned} H_r &= 0 \\ H_\theta &= 0 \\ H_\phi &= \frac{1}{\mu_0 r} \left[\frac{\partial(rA_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial A_r}{\partial \theta} \right] = j \frac{Idl}{2\lambda r} \sin\theta \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{-jkr} \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

利用麦克斯韦方程求

$$E = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \times H = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \frac{1}{r^2 \sin\theta} \begin{vmatrix} e_r & re_\theta & r\sin\theta e_\phi \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \phi} \\ 0 & 0 & r\sin\theta H_\phi \end{vmatrix} \quad (1-6)$$

则

$$\left. \begin{aligned} E_r &= j \frac{Idl}{2\pi r^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cos\theta \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{-jkr} \\ E_\theta &= j \frac{Idl}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sin\theta \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{k^2 r^2} \right) e^{-jkr} \\ E_\phi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-7)$$

式中 E 为电场强度, 单位 V/m; H 为磁场强度, 单位 A/m; 下标 r , θ , ϕ 表示球坐标中各分量。 ϵ_0 为自由空间的介电常数, $\epsilon_0 = 10^{-9}/36\pi$, 单位 F/m; μ_0 为自由空间导磁率, $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$, 单位 H/m; k 为自由空间相移常数, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为自由空间波长。式中略去了因子 $e^{j\omega t}$ 。

由此可见,电基本振子的辐射场有三个分量:一个磁场分量 H_φ , 两个电场分量 E_r 和 E_θ , 如图 1-1(b) 所示。每个分量都是由几项组成,它们同距离 r 有复杂的关系。这些场量的性质如何? 必须分区进行讨论。

(1) 近区

$kr \ll 1$ 的区域称为近区。此时 $\frac{1}{kr} \ll \frac{1}{(kr)^2} \ll \frac{1}{(kr)^3}$, $e^{-jkr} \approx 1$, 代入 $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$,

式(1-5)和式(1-7)可近似为

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \frac{-2jIdl\cos\theta}{4\pi\omega\epsilon_0 r^3} \\ E_\theta &= \frac{-jIdl\sin\theta}{4\pi\omega\epsilon_0 r^3} \\ H_\varphi &= \frac{Idl\sin\theta}{4\pi r^2} \end{aligned} \right\} \quad (1-8)$$

考虑到电基本振子两端电荷与电流关系 $q = \frac{I}{j\omega}$, 以及偶极矩的定义 $p = qdl$, 近区场各场分量可写成

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \frac{2p\cos\theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} \\ E_\theta &= \frac{p\sin\theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} \\ E_\varphi &= \frac{Idl\sin\theta}{4\pi r^2} \end{aligned} \right\} \quad (1-9)$$

由此看出,近区场电场表达式与静电偶极子的电场表达式相同;磁场表达式与用毕奥-萨伐定律计算的恒定电流元产生的磁场表达式相同。因此称其为似稳场或准静态场。另外,电场和磁场存在 $\pi/2$ 的相位差,于是坡印廷矢量的平均值 $\mathbf{S}_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] = 0$, 能量在电场和磁场以及场与源之间交换而没有辐射,所以近区场也称感应场。

(2) 远区

$kr \gg 1$ 的区域称为远区。此时 $\frac{1}{kr} \gg \frac{1}{(kr)^2} \gg \frac{1}{(kr)^3}$, 保留式(1-5)和式(1-7)中最大项,得

$$\left. \begin{aligned} E_\theta &= j \frac{Idl}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sin\theta e^{-jkr} \\ H_\varphi &= j \frac{Idl}{2\lambda r} \sin\theta e^{-jkr} \end{aligned} \right\} \quad (1-10)$$

由此可见,远区场的性质与近区场完全不同。场强只有两个相位相同的分量(E_θ, H_φ),

坡印廷矢量平均值

$$S_{av} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[E \times H^*] = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[E_\theta H_\phi^*] e_r \quad (1-11)$$

有能量向外 (r 方向) 辐射, 所以电基本振子的远区场又称辐射场。该辐射场的性质有:

a. E_θ, H_ϕ 均与距离 r 成反比, 波的传播速度为 $C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$, r 等于常数的球面上各点的相位相同, 即等相位面为球面, 所以称其为球面波。 $E_\theta e_\theta, H_\phi e_\phi$ 以及 e_r 相互垂直, 而且符合右手螺旋定则。

b. 在传播方向上电磁场的分量为零, 故称其为横电磁波, 记为 TEM 波。

c. E_θ 和 H_ϕ 的比值为常数, 称为媒质的波阻抗。对于自由空间

$$\frac{E_\theta}{H_\phi} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \eta_0 = 120\pi(\Omega) \quad (1-12)$$

因此在讨论天线辐射场时, 只要掌握其中一个场量即可, 通常采用电场强度。

d. E_θ 和 H_ϕ 与 $\sin\theta$ 成正比, 说明电基本振子辐射具有方向性。

尚需指出, 电基本振子的辐射场是通过近区才到达远区的。在近区, 电基本振子的辐射场较它的感应场弱得多, 因此, 在计算近区场时被忽略了。

1.2 磁基本振子的辐射

磁基本振子又称磁流元、磁偶极子。它是虚拟的, 实际上并不存在, 但讨论它是有必要的。这是因为小环天线可视为磁基本振子, 或者已建立的电场波源可等效成磁基本振子辐射, 用此概念可简化计算。磁基本振子是指一段高频磁流直导线, 导线长 $dl \ll \lambda$, 半径 $a \ll dl$, 线上磁流等幅同相。

根据电磁场理论, 当引入磁荷和磁流后, 麦克斯韦方程便可写成对称的形式。既然传导电流密度 J 和位移电流密度 J_D 产生磁场, 决定 $\nabla \times H$, 则传导磁流密度 J^m 和位移磁流密度 J_D^m 便产生电场, 也就决定了 $\nabla \times E$ 。既然自由电荷密度 ρ 是电感应强度 D 的源, 则自由磁荷密度 ρ^m 便是磁感应强度 B 的源。由此得出对称的麦克斯韦方程

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times H &= J + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \\ \nabla \times E &= -J^m - \mu \frac{\partial H}{\partial t} \\ \nabla \cdot D &= \rho \\ \nabla \cdot B &= \rho^m \end{aligned} \right\} \quad (1-13)$$

在式 (1-13) 的第二式中, 右端首项为负号, 这是由于电流产生的磁场方向遵循右手螺旋定则, 而磁流产生的电场方向却遵循左手螺旋定则。

当波源只有电荷和电流时, 麦克斯韦方程为

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times H^* &= J + \epsilon \frac{\partial E^*}{\partial t} \\ \nabla \times E^* &= -\mu \frac{\partial H^*}{\partial t} \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho \\ \mu \nabla \cdot \mathbf{H} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

而波源只有磁荷和磁流时,麦克斯韦方程为

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H}^m &= \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}^m}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E}^m &= -\mathbf{J}^m - \mu \frac{\partial \mathbf{H}^m}{\partial t} \\ \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E}^m &= 0 \\ \mu \nabla \cdot \mathbf{H}^m &= \rho^m \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

对比式(1-14)和式(1-15)可见,这两组方程式互相对称,表示电荷和电流源产生的场与磁荷和磁流源产生的场形式对偶,其对偶量为

$$\left. \begin{array}{cccccc} \mathbf{E} & \mathbf{H} & \mathbf{J} & \rho & \mu & \epsilon \\ \updownarrow & \updownarrow & \updownarrow & \updownarrow & \updownarrow & \updownarrow \\ \mathbf{H}^m & -\mathbf{E}^m & \mathbf{J}^m & \rho^m & \epsilon & \mu \end{array} \right\} \quad (1-16)$$

由于对偶量满足的方程式相同,从而由对偶方程式得出的解答形式也相同,所以可根据对偶量的关系直接写出对偶方程式的解。人们把这种利用对偶关系求出对偶量的解,称为对偶原理。下面利用对偶原理求磁基本振子的辐射场。

若将磁基本振子像图 1-1 中的电基本振子一样放置在坐标原点,dl 沿 z 轴方向,如图 1-2 所示。

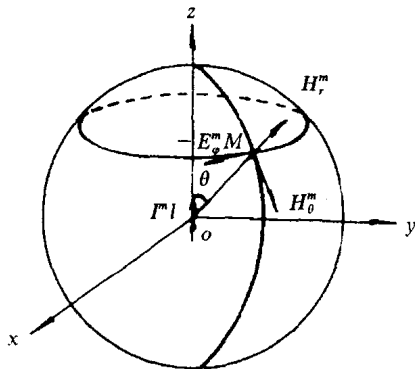


图 1-2 磁基本振子坐标及其辐射场分量

由电基本振子远区场表示式

$$\begin{aligned} H_\theta^e &= j \frac{Idl \sin\theta}{2\lambda r} e^{-jkr} \\ E_\theta^e &= j \frac{Idl \sin\theta}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} e^{-jkr} \end{aligned}$$

按对偶量互换规则式(1-16)代换,可得磁基本振子的远区场表示式

$$\left. \begin{aligned} -E_\theta^m &= j \frac{I^m dl \sin\theta}{2\lambda r} e^{-jkr} \\ H_\theta^m &= j \frac{I^m dl \sin\theta}{2\lambda r} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} e^{-jkr} \end{aligned} \right\} \quad (1-17)$$

小电流环的内部场结构相当于磁基本振子。它是磁基本振子的实际模型。取坐标使 xoy 平面与环平面重合,坐标原点在环中心,见图 1-3。环的周长远小于波长,而且环上谐波电流振幅和相位处处相同。磁矩 \mathbf{p}^m 和环上电流 I 的关系为

$$\mathbf{p}^m = \mu_0 I \mathbf{S} \quad (1-18)$$

式中 \mathbf{S} 为环面积矢,方向由环电流 I 按右手螺旋定则确定。

若求小电流环远区辐射场,可将磁矩看成一个时变磁偶极子,即

$$p^m = q^m dl \quad (1-19)$$

式中 dl 的方向与环面积矢 S 方向一致。

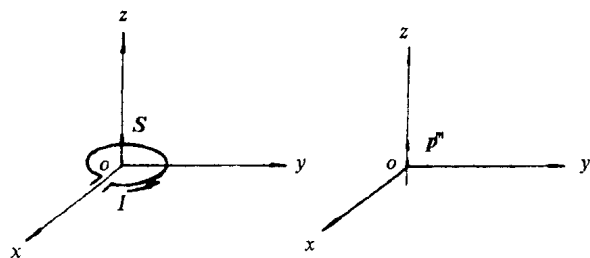


图 1-3 小电流环与磁矩

比较式 (1-18)、式 (1-19), 得 $q^m = \frac{\mu_0 IS}{dl}$

磁流 $I^m = \frac{dq^m}{dt} = \frac{\mu_0 S}{dl} \frac{dI}{dt}$, 用复数表示为

$$I^m = j \frac{\omega \mu_0 S}{dl} I \quad (1-20)$$

将上式代入式 (1-17), 经化简可得小电流环的远区场

$$\left. \begin{aligned} E_\varphi &= \frac{\pi IS}{\lambda^2 r} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \sin \theta e^{-jkr} \\ H_\theta &= -\frac{\pi IS}{\lambda^2 r} \sin \theta e^{-jkr} \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

此式表明, 小电流环即磁基本振子的辐射场同电基本振子的辐射场有许多相似处。它也是非均匀球面波, 是 TEM 波。自由空间波阻抗等于 $120\pi\Omega$, 能速等于相速, 也等于自由空间光速, 辐射也有相同的方向性。但要注意到磁基本振子辐射场的方向相当于电基本振子沿传播方向在空间左旋了 90° 。

1.3 发射天线电参数

天线电参数是衡量天线性能的尺度。我们有必要了解天线电参数, 以便正确设计选择和使用天线。

大多数天线电参数是针对发射状态规定的, 以衡量把高频电流 (或导行波) 能量转变成空间波能量以及天线定向辐射的能力。下面介绍发射天线的主要电参数。

1.3.1 方向图

天线的辐射电磁场在固定距离上随空间角坐标 (θ, φ) 分布的图形, 称为辐射方向图或辐射波瓣图, 简称方向图。大多数方向图是在远区场确定的。用辐射功率密度表示的称为功率方向图; 用辐射场强表示的称为场强方向图; 用相位表示的称为相位方向图。

天线方向图应是三维空间的立体图, 但绘制复杂, 工程上常用两个互相垂直的主平面内的方向图表示。主平面的选取因问题而异。例如, 架设在地面上的天线, 通常采用铅垂平面和仰角等于某定值的水平平面作为主平面; 超高频天线, 通常采用 E 平面和 H 平面作为主平面。 E 平面是通过最大辐射方向并与电场矢量平行的平面; H 平面是通过最大辐射方向并与磁场矢量平行的平面。位于自由空间的电基本振子, 其 E 平面是通过振子轴的子午面; H 平面是垂直于振子轴的赤道面。磁基本振子的 E 平面和 H 平面与电基本振子的刚好互换, 即 E 平面是赤道面, H 平面是子午面。

若天线辐射的电场强度为 $E(r, \theta, \varphi)$, 其电场强度大小 (绝对值) 写成

$$|E(r, \theta, \varphi)| = \frac{60I}{r} f(\theta, \varphi) \quad (1-22)$$

式中 I 为归算电流, 对于驻波天线, 通常取波腹电流 I_m 作为归算电流; $f(\theta, \varphi)$ 为场强方向性函数。因此, 方向性函数可定义为

$$f(\theta, \varphi) = |E(r, \theta, \varphi)| \left/ \left(\frac{60I}{r} \right) \right. \quad (1-23)$$

将电基本振子的场表示式 (1-10) 代入上式, 可得电基本振子的方向性函数

$$f(\theta, \varphi) = f(\theta) = \frac{\pi l}{\lambda} \sin\theta \quad (1-24)$$

为便于比较不同天线方向图, 常采用归一化方向图。凡空间方向图最大值为 1 的方向图称做归一化方向图。最大值用 0dB 表示的称做分贝归一化方向图。这种分贝归一化方向图不仅可以清晰表示数值相差悬殊的场合, 而且场强方向图和功率方向图是同一条曲线。

设 $E(\theta, \varphi)$ 和 $S(\theta, \varphi)$ 分别为 r 等于定值 ($r \gg \lambda$) 时天线在 (θ, φ) 方向的场强和辐射功率密度 (平均功率密度), 则归一化场强方向图为

$$F(\theta, \varphi) = \frac{|E(\theta, \varphi)|}{|E_{\max}|} = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_{\max}} \quad (1-25)$$

归一化功率方向图为

$$P(\theta, \varphi) = \frac{S(\theta, \varphi)}{S_{\max}} \quad (1-26)$$

$$\text{则 } P(\theta, \varphi)(\text{dB}) = 10 \lg P(\theta, \varphi) = 20 \lg F(\theta, \varphi) \quad (1-27)$$

式中 E_{\max} 和 S_{\max} 分别是电场强度和功率密度的最大值。

显然
$$P(\theta, \varphi) = F^2(\theta, \varphi) \quad (1-28)$$

今后, 采用符号 $F^2(\theta, \varphi)$ 来表示归一化功率方向图。

方向图可用极坐标绘制, 角度表示方向, 矢径长度表示场强大小或功率密度值。这种图形直观性强, 缺点是零点或最小值不易分清。方向图也可用直角坐标绘制。横坐标表示方向角, 纵坐标表示辐射幅值。由于横坐标可按任意标尺扩展, 故图形清晰。

图 1-4 绘出电基本振子的空间方向图, 图 1-5 绘出电基本振子的 E 平面与 H 平面方向图。

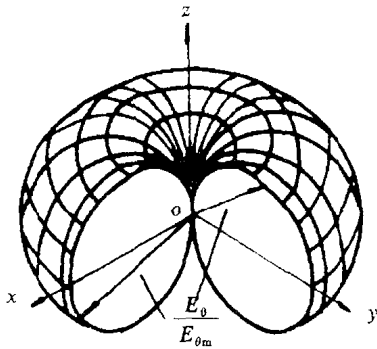


图 1-4 电基本振子空间方向图

图 1-6 为一个典型天线的极坐标方向图。方向图呈波瓣形。最大的波瓣叫做主瓣, 其余的叫副瓣或旁瓣; 与主瓣相反方向上的副瓣叫后瓣。经常要遇到的方向图波瓣参数有:

a. 零功率点波瓣宽度 $2\theta_0$ (或 $2\varphi_0$) 是指主瓣最大值两边两个零辐射方向之间的夹角;

b. 半功率点波瓣宽度 $2\theta_{0.5}$ (或 $2\varphi_{0.5}$) 是指主瓣最大值两边场强等于最大场强的 0.707 倍 (或等于最大功率密度一半) 的两辐射方向之间的夹角, 又叫

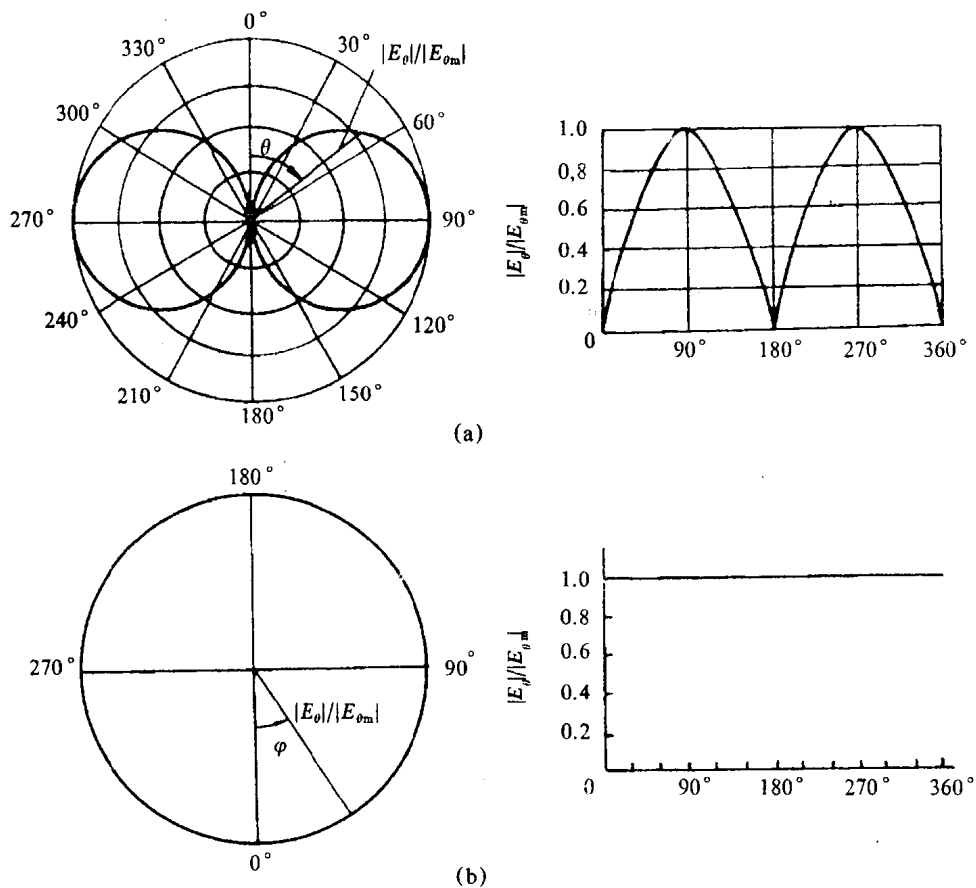


图 1-5 电基本振子极坐标与直角坐标方向图

(a) E 平面 (b) H 平面

3 分贝波束宽度;

c. 副瓣电平是指副瓣最大值与主瓣最大值之比,通常用分贝表示,并省去负号;

d. 前后比指主瓣最大值与后瓣最大值之比,通常用分贝表示。

显然,波瓣参数是辐射能量在空间分布的一种表征。

1.3.2 方向性系数

由于方向图只能表示同一种类天线在不同方向上辐射能量的相对大小,不便于比较不同种类天线在空间辐射能量的集中程度。为了定量地比较不同天线的方向性,有必要采用方向性系数这个重要参数。

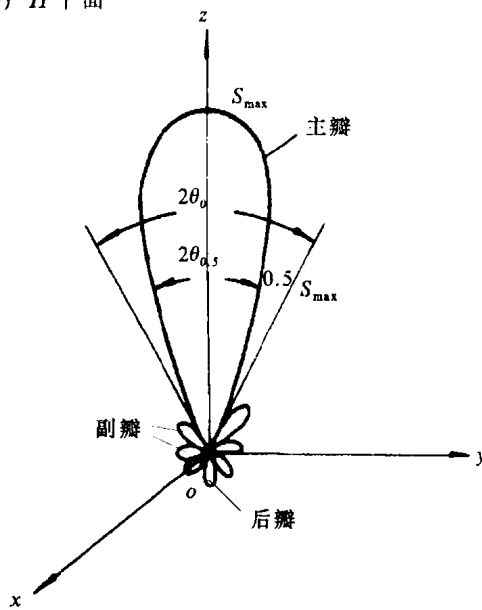


图 1-6 天线波瓣参数