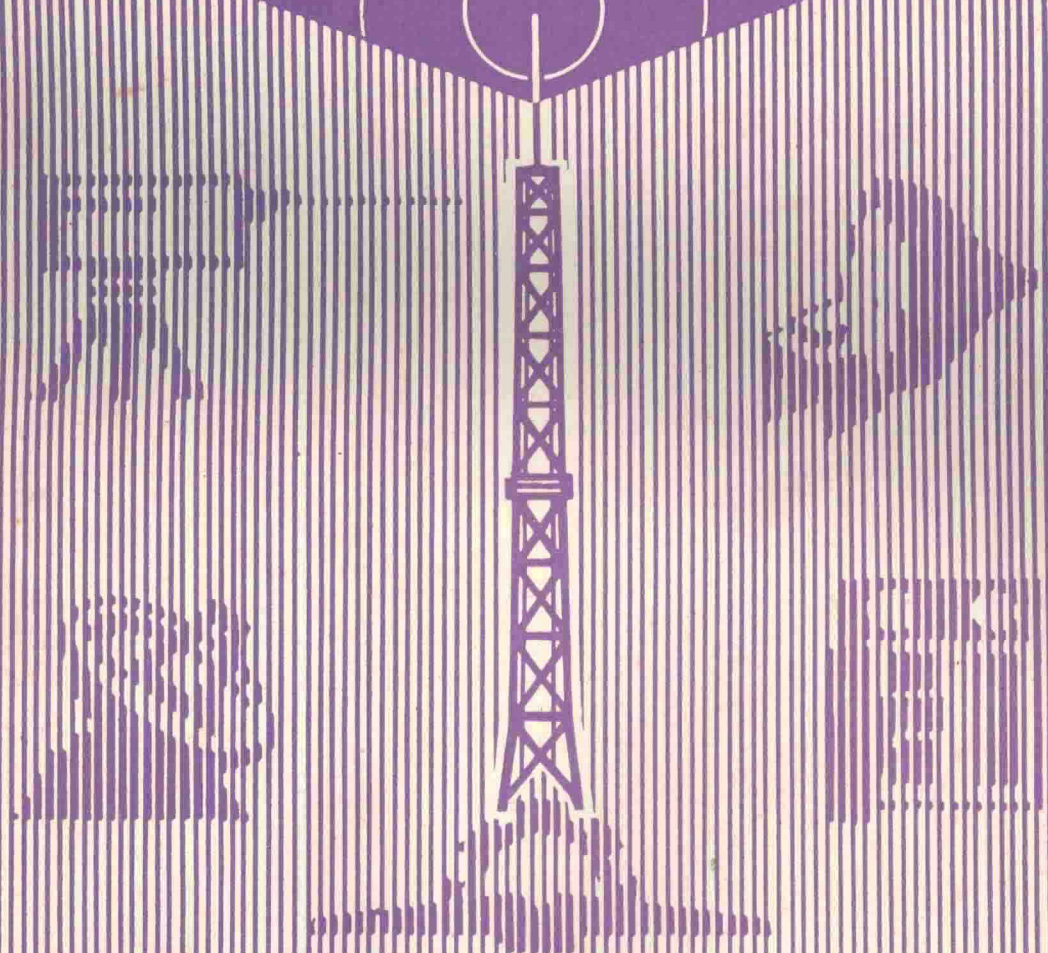


高等学校教材

天线

徐之华 编著



国防科技大学出版社

高等学校教材

天 线

徐之华 编著



国防科技大学出版社

内 容 简 介

本书以一种新的体系试图系统而又形象地阐明天线的基本辐射理论；详述了工程上常用的各种典型天线的工作原理、电特性和馈电方法；对新近发展起来的天线、天线测量以及电波传播等也作了概要的介绍。书中还列举了计算图表和经验公式，可以对天线的主要电指标进行估算，并能简易地设计天线。

本书经高等学校工科电磁场与微波技术教材编审委员会天线与电波教材编审小组评审，推荐出版，作为无线电类（非微波专业）本科生教材，也可供高等学校电子类有关专业师生和从事通信、雷达、导航、无线电技术等工程技术人员参考。

天 线

徐之华 编著

责任编辑 刘克成 钟 平

*

国防科技大学出版社出版发行
湖南省新华书店经销
国防科技大学印刷厂印装

*

开本：787×1092 1/16 印张：11.625 字数：262千字
1990年12月第1版第1次印刷 印数：1000册

ISBN 7-81024-113-3

TN·9 定价：2.40元

前 言

本书经电磁场与微波技术教材编审委员会天线与电波编审小组第六次(1988年)编委会评审,推荐出版。

本书是根据作者多年来在军事工程学院和国防科技大学讲授“天线”课程的讲义,遵照全国高等学校工科无线电类“天线”课程的最新编写大纲要求,重新编著而成。

本书内容有三部分:(一)天线原理与应用;(二)天线测量;(三)电波传播。后二部分仅作概括的介绍,阐明天线测量的必备知识和常用的几个电参数的测量方法,概述了电波的几种传播方式及其特点。本书主要讨论天线的基本辐射原理和工程上常用的几种典型天线,其中第一、二、四、七章为天线原理部分,着重阐明了辐射概念、方向性的增强和控制原理、天线工作频带的展宽方法以及收、发天线互易原理等;第三、五、六章为实用天线部分,主要介绍广泛应用在各波段无线电设备中的天线的结构、原理、性能和馈电方法。

本书在内容组织上采用一种新颖的体系。其主要特点是把基本辐射源作为学习天线的基础,由电磁理论中的滞后位法引出了电流元的辐射场;利用对偶原理导出磁流元的辐射场;然后又从正交的电流元和磁流元得到惠更斯元的辐射场;最后引入旋转场天线和极化概念,从而建立了较完整的辐射概念。另一个特点是把各种天线归结为由基本辐射源组成的离散分布辐射源和连续分布辐射源。以波的干涉原理为依据,矢量迭加方法为工具讨论天线方向性的形成和控制,以及天线的能量转换特性。从而全面地掌握天线的两个最基本特性——方向特性和阻抗特性。为进一步学习实用天线打下了基础。

根据学习对象,本书侧重于天线的基本概念、基本原理及基本特性的论述,不过分追求数学的严密性和理论深度。尽量借助图象说明来替代某些数学推导,使其有理有据又形象化。在讨论具体天线时尽量列出经验公式和计算图表,以利于对天线的主要电指标能进行估算,也能正确地提出天线的主要电指标,简易地设计天线。书末还有大量的思考题和习题,有助于初学者加深理解所学的内容。

在本书撰写过程中,国防科技大学刘克成教授在选材、体系及叙述方法等方面与作者进行过多次有益的探讨,上海交通大学沈民谊副教授和成都电讯工程学院王定华副教授等仔细审阅了全稿,提出了不少宝贵意见;上海工业大学电磁辐射研究所所长谢处方教授也对书稿提出了宝贵的建议;天线与电波编审小组秘书吴为公和国防科技大学教材出版处对本书的出版给予大力的支持和协助,出版社杨利军同志绘制了全书的插图,在此一并表示诚挚的谢意。

徐之华

一九九〇年四月于上海交大

目 录

绪 论

§ 0-1 天线的地位与作用	(1)
§ 0-2 天线的分类	(2)
§ 0-3 天线的主要特性参数	(4)
§ 0-4 天线的分析方法	(6)

第一章 基本辐射元

§ 1-1 基本电振子 (电流元)	(7)
§ 1-2 基本磁振子 (磁流元)	(13)
§ 1-3 正交振子	(18)

第二章 线天线辐射原理

§ 2-1 离散分布的辐射系统	(23)
§ 2-2 连续分布的辐射系统	(37)
§ 2-3 天线的互耦问题	(48)

第三章 常用线天线

§ 3-1 垂直单极天线	(56)
§ 3-2 水平双极天线	(62)
§ 3-3 菱形天线	(68)
§ 3-4 八木天线	(72)
§ 3-5 蝙蝠翼天线	(79)
§ 3-6 螺旋天线	(81)
§ 3-7 对数周期天线	(85)

第四章 面天线辐射原理

§ 4-1 惠更斯—夫累涅尔原理	(89)
§ 4-2 等效原理	(90)
§ 4-3 同相平面口径的绕射场	(92)
§ 4-4 相位差对口径绕射场的影响	(95)

第五章 常用面天线

§ 5-1 喇叭天线	(100)
------------	-------

§ 5-2 旋转抛物面天线·····	(106)
§ 5-3 卡塞格伦天线·····	(116)
§ 5-4 喇叭-抛物面天线·····	(119)
§ 5-5 特殊波束天线·····	(121)
第六章 平面形天线	
§ 6-1 缝隙天线·····	(125)
§ 6-2 微带天线·····	(131)
第七章 接收天线	
§ 7-1 天线接收电波的物理过程·····	(137)
§ 7-2 收发天线的互易性·····	(138)
§ 7-3 接收天线的基本参数·····	(142)
§ 7-4 环形测向天线·····	(146)
第八章 天线测量	
§ 8-1 天线的测试条件·····	(149)
§ 8-2 天线参数的测量·····	(155)
第九章 电波传播	
§ 9-1 地波传播·····	(159)
§ 9-2 天波传播·····	(161)
§ 9-3 空间波传播·····	(164)
§ 9-4 散射波传播·····	(166)
§ 9-5 各波段电波的传播特点·····	(167)
思考题与作业题 ·····	(169)
附录 天线计算图表 ·····	(173)
参考书目 ·····	(180)

绪 论

§ 0-1 天线的地位与作用

天线是辐射和接收无线电波(简称电波)的装置。凡是借助空间传播的电波(即从超长波到超短波直至微波整个频谱内的电磁波)进行工作的无线电设备或系统,如通信、广播、电视、导航、雷达以及电子对抗、遥测、制导等,天线是必不可少的组成部分,它是电波的出口和入口,其质量的优劣直接影响着整个系统的性能。

各种无线电系统所要完成的任务虽各不相同,但天线在其中所起的作用基本上是相同的。因此,只要观察一下通信系统中的信息传输过程就不难了解天线的基本作用。

图 0-1 是通信过程的示意图,当信号经发射机调制成高频电流能量后由馈线变换为导行波能量传送到发射天线,由天线转换为具有一定极化的电磁波向规定方向辐射出去。

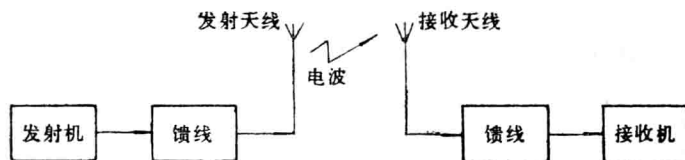


图 0-1 最基本的无线电通信系统示意图

在空间通过某种传播方式到达接收点,由接收天线接收来自该方向的具有给定极化的电磁波转换为导行波能量,经馈线向接收机提供含有所需信号的高频电流能量。可见,天线应具有如下基本功能,即

(1) 天线应能完成高频电流(或导行波)能量与空间传播的电磁波能量之间的相互转换,因此它是一个换能器;发射天线是发射机的一个阻抗负载,而接收天线在电磁波作用下则是接收机的有内阻的源。

(2) 天线应能使电磁波能量集中到所规定的方向或区域内传播并抑制其它不需要方向的辐射,或对所需方向的来波有最大接收而抑制其它方向来的干扰,这就是说天线在辐射或接收电磁波时需要具有一定的方向性。

(3) 天线应能辐射或接收规定极化的电磁波,即天线应具有适当的极化。

(4) 天线应有足够的工作频带。

接收和辐射是相反的能量转换过程,因而天线和许多其它换能器(如发电机和电动机)一样具有某种可逆性,即一个天线既可用作发射天线又可作为接收天线。并且可以证明:在一般情况下,天线无论是用作发射还是接收,上述基本特性是不变的,这称为天线的收发互易性。

很显然,辐射电磁能量是天线的最基本的作用。电磁能量能够辐射并且又不需要导

线而能在空间传播的现象，可直接从麦克斯韦电磁理论中得出。麦氏理论指出：时变电场的电力线不一定要起始于正电荷终止于负电荷，磁力线也不一定要围绕于电流；其位移电流（即时变电场）可在其周围空间产生闭合的磁力线，而时变磁场又可在其周围产生闭合的电力线，从而产生了脱离导线而在空间自由传播的场（称为辐射场或辐射波）。这种以波的形式向远处传播并不再返回的过程（除非有障碍物）就是电磁辐射。

实际上：任何没有完全屏蔽好的电磁振荡系统都会有辐射。但是，能够辐射电磁波的器件并不一定可用来作天线，例如高频振荡系统中的电容器，绝大部分电磁能量集中在两极板之间，仅在其边缘上有微弱的辐射效应，平

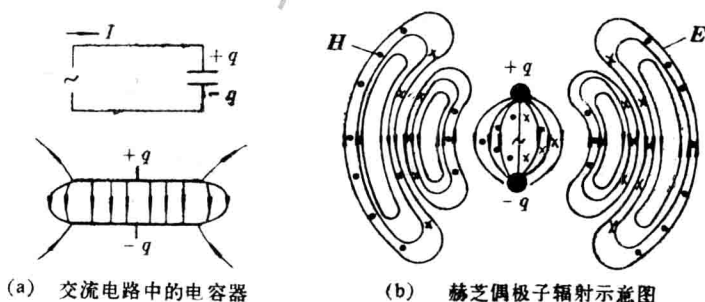


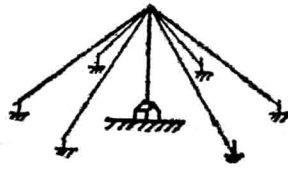
图 0-2 赫芝偶极子的形成

行双线传输线也是如此，它们的结构都是“封闭”的，和自由空间的耦合很弱，其辐射仅被看作能量的泄漏。如果把电容器极板（或平行双线）拉开，就大大增加了系统与空间的耦合，从而增强了辐射。如图 0-2 所示，若把两金属板变为两金属球就成了著名的赫芝偶极子，它是最基本也是最早出现的一种天线，在十九世纪后期德国学者赫芝在实验室里利用它来证实电磁波的存在，后来人们又利用它来尝试实现无线电通信。可见，若把普通“封闭”电路“开放”，就可成为天线，当然，这个“开放”系统的尺寸还应与波长可以相比拟，才能产生较强的辐射，这和高频电路中所指出的频率越高（即电路尺寸与波长之比增大）泄漏越大是同样的道理。可见若把终端开路的平行双线也展开成 180° 结构形式就会增强辐射，这是一种在日常生活中经常见到的天线型式，称为对称振子。因此要构成天线，在结构上必须满足一定的条件才能使它具有天线的基本功能。

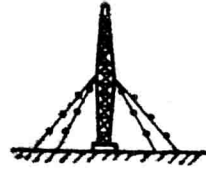
§0-2 天线的分类

到目前为止，人们根据各种无线电系统的不同要求，已研制和生产了各种各样的天线型式。按其用途的不同可以分为通信天线，广播天线，电视天线，雷达天线，导航天线和测向天线等；而按其工作波段的不同又可分为超长波天线，长、中波天线，短波天线，超短波天线和微波天线等；其他还可按照天线的工作特性分类。例如按定向特性可分为强方向性天线，弱方向性天线，波束控制天线等；按极化特性可分为线极化天线，圆极化天线，变极化天线等；按频带特性可分为窄频带天线，宽频带天线，超宽频带天线等等。我们也可以根据结构形式把天线分为两大类，即线天线和面天线。由于天线的工作原理与分析方法通常和其结构形状有很大关系，这样的分类很便于分析和讨论天线的性能，因而成为教科书中广泛采用的分类方法。

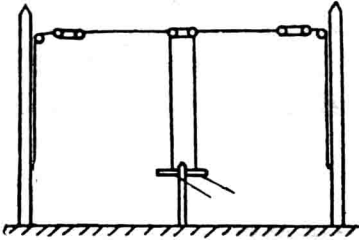
图 0-3 列举了这两类天线的结构形式，线天线是由金属导线或杆组成，一般又分为振子类（如图中的铁塔天线、伞状天线及笼形天线等）和行波导线类（如图中的菱形天



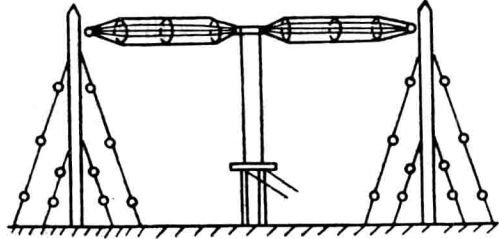
(1) 伞形天线



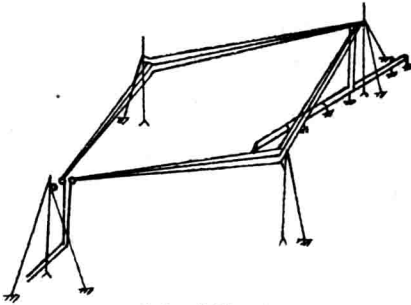
(2) 铁塔天线



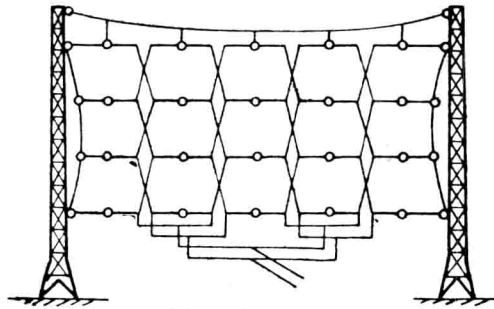
(3) 双极天线



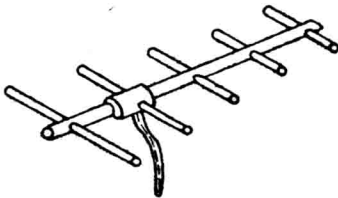
(4) 笼形天线



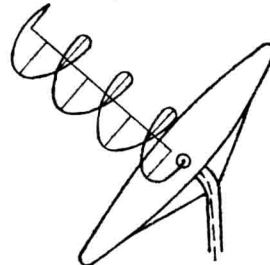
(5) 菱形天线



(6) 同相水平天线

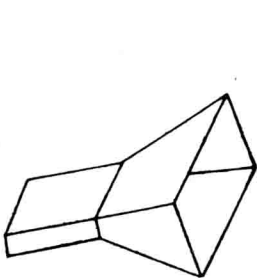


(7) 八木天线

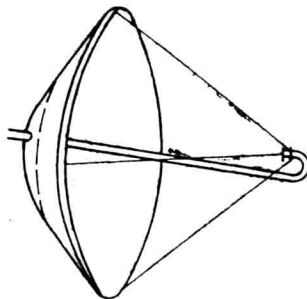


(8) 螺旋天线

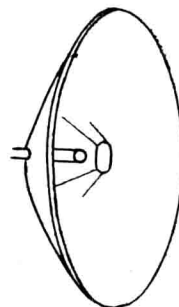
(a) 线天线



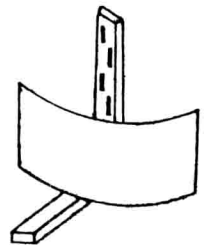
(1) 角锥喇叭天线



(2) 旋转抛物面天线



(3) 卡塞格伦天线



(4) 抛物柱面天线

(b) 面天线

图 0-3 天线的两种类型例举

线、螺旋天线等)以及由它们所组成的阵列天线(如图中的同相水平天线、八木天线等),它们广泛地应用在长、中波,短波和超短波设备中,如广播、导航、通信、电视和遥测、遥控等;面天线一般由金属曲面(或介质面)构成,如图中的喇叭天线、抛物面天线等,它们主要应用于微波设备中,如雷达、中继通信、卫星通信、电子对抗以及射电天文等。

随着无线电技术的发展,又出现了许多新型天线如缝隙天线、微带天线、表面波天线、有源天线以及共形阵等,而且天线的功能也有了新的突破,已经研制出除了能完成上述几项基本功能外还具有信号加工和处理能力的天线系统,如单脉冲天线、相控阵天线、综合孔径天线和自适应天线等等。

§ 0-3 天线的主要特性参数

天线的设计和选用主要是根据各种无线电系统对天线特性的要求。如上所述,天线有两个主要特性即辐射特性和能量转换特性。为了定量地评价天线的电性能,工程上通常采用若干的特性参数来表征,它们是方向图、主瓣宽度、副瓣电平、方向性系数、增益、极化、有效高度、有效面积以及输入阻抗、输入驻波比、天线效率等等,这些特性参数往往与工作频率有关,因此还有工作频带宽度这一参数。有关这些天线特性参数的定义和特征,在本书各章中将作详细说明,这里仅对其中与方向特性有关的几个参数的含义作一下概括的介绍,给读者一个初步的印象。

1. 方向图

天线所辐射的电磁波的场强(或功率密度)在空间的某些方向上大而有些方向上小,这种情况用图形来表示就称为方向图。在工程上若不作特别的说明,天线方向图通常是指场强方向图,它是以天线为中心,以距离 $r \rightarrow \infty$ 为半径作球面,按照球面上各点的相对辐射场强与该点所在的方向角绘出的对应图形,它表示天线在不同方向上辐射的相对大小。显然,这种方向图是一个三维的立体图形,称为立体方向图[示图0-4(a)]。实际上在工程设计和测试中往往只需用几个特征平面的二维方向图(称为平面方向图)就能表征天线在整个空间的辐射状况。例如,对于处在自由空间的线天线,其方向图常用包含天线导线轴的平面和垂直于天线导线轴的平面即所谓正交的两个主平面上的图形来表示。如图0-4所示,若天线导线轴与球坐标的 Y 轴重合时,习惯上取 $\varphi=0^\circ$ 、 180° 和 $\varphi=90^\circ$ 、 270° 两平面(即 XZ 面和 YZ 面);而与 Z 轴重合时,有时又选取赤道面($\theta=90^\circ$)和某一子午面($\varphi=\text{常数}$)的两个主平面。对于架设在地面上的线天线,常采用水平面和垂直面两个特殊平面。水平面方向图是指仰角 Δ (辐射方向和地面夹角)为某常数时,场强随水平方位角 φ 的变化图形;垂直面方向图是指方位角 φ 为常数时,场强随仰角 Δ 变化的图形。而面天线经常是用与电场矢量平行并通过最大辐射方向的平面(称为 E 面)和与磁场矢量平行并通过最大辐射方向的平面(称为 H 面)两个正交平面图形来表示。

如果方向图绘出的是相同距离上各点的功率密度与该点所在方向角的对应图形,则称为功率方向图。图0-4(b)、(c)示出了某天线在直角坐标和极坐标上描绘的平面方向

图。由图可见，方向图通常呈花瓣状，故又称为波瓣图或波束图。最大辐射方向两侧第一个零辐射方向之间的波束称为主瓣，其它零辐射方向之间的波束称为副瓣或旁瓣，与主瓣方向相反的正后方的副瓣又称为后瓣（或尾瓣）。

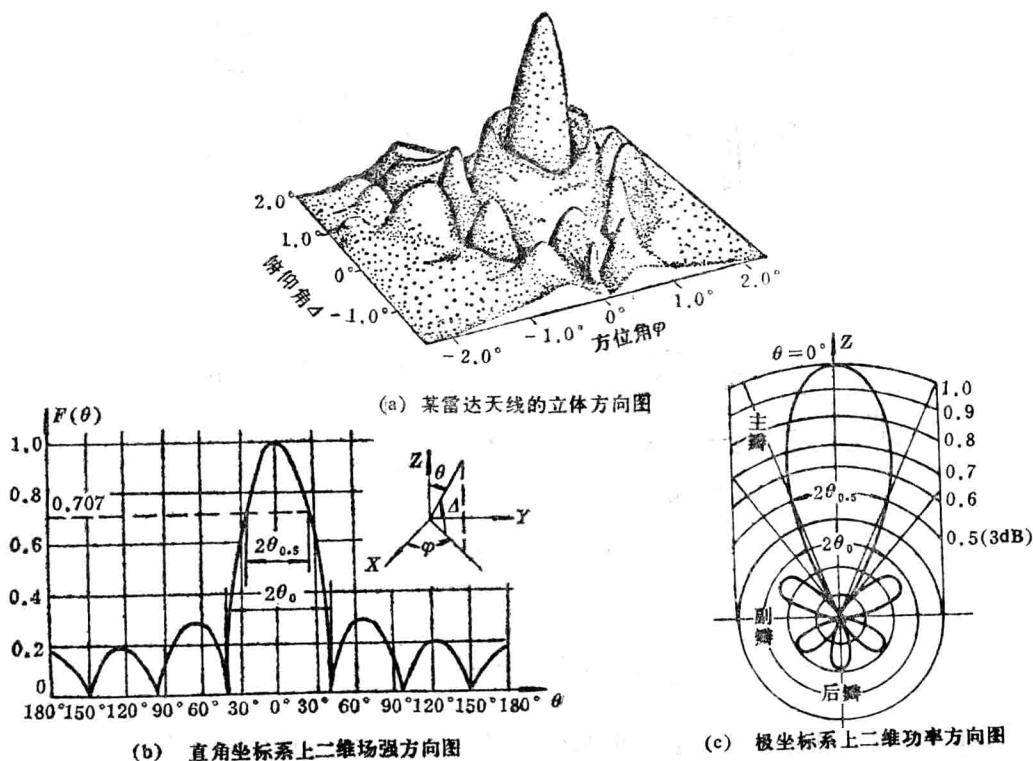


图 0-4 天线方向图的表示法

2. 主瓣宽度

主瓣集中了天线辐射功率的主要部分，常用主瓣的波瓣宽度来表征。它是指方向图主瓣内其辐射功率密度为最大辐射方向功率密度的一半，即 -3dB （或场强最大值的 0.707 倍）处的两个辐射方向间的夹角，又称半功率宽度，图中用符号 $2\theta_{0.5}$ 表示。主瓣宽度越小，方向图越尖锐，表示天线辐射能量越集中。

主瓣最大辐射方向两侧第一零辐射方向间夹角称之为零功率宽度或零点波瓣宽度，图中用符号 $2\theta_0$ 表示。

3. 副瓣电平

副瓣（旁瓣）表示天线在不需要方向上的辐射，一般希望越小越好。常用副瓣电平（或称旁瓣电平）来表示其大小，它是指副瓣方向上的功率密度与主瓣最大辐射方向上的功率密度之比的对数值（分贝数），而把正前方和正后方的辐射功率密度之比称为前后比（通常也以分贝数表示）。

在工程上天线方向图是对天线的最基本的要求。不同用途的无线电系统对方向图有不同的要求，如广播、电视天线一般要求在服务区域内均有足够的场强，称为全向性[如图 0-5(a) 所示]；跟踪雷达天线要求有尖锐的方向性，以便准确地测定或跟踪目标

[如图 0-5(b) 所示], 而警戒或搜索雷达天线则要求有特殊的赋形波束, 如图 0-5(c)、(d) 所示, 这种波束可以迅速地发现目标或能搜索大范围内的目标。

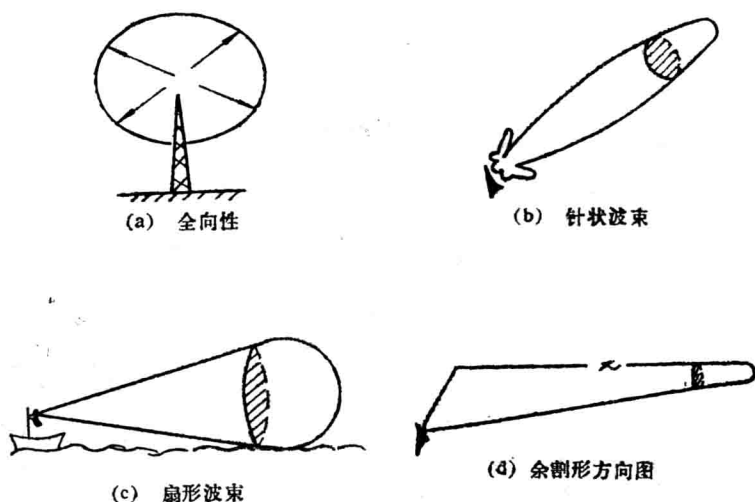


图 0-5 天线方向图

§ 0-4 天线的分析方法

天线的辐射问题是宏观电磁场问题之一。严格的分析方法是求出满足天线边界条件的麦克斯韦方程的解, 它与分析波导和空腔中所应用的方法原则上是一样的。但是对于天线, 即使是最简单的几何形状, 如球形、圆锥形等, 应用这种方法也会导致数学上的复杂性, 至于复杂的几何形状, 有时甚至难以求解。因此, 实际上经常采用近似解法, 即将天线辐射问题划分为两个独立的问题: 第一是确定天线上电流 (或电荷) 的分布或确定包围场源的体积表面上的电磁场分布; 第二是根据已给出的场源分布或包围场源的体积表面上的场分布求空间辐射场的分布, 从而确定天线的特性。

由给定天线确定其特性参数的方法称为天线分析; 而在预定天线的特性参数下, 求天线上的电流 (或场) 分布的方法称为天线综合。在工程上经常碰到的是根据已有的理论知识或实践经验选择天线的结构 (形状和尺寸), 然后来确定天线的电特性, 这也是本书的目的, 它属于天线的分析问题。本书将比较系统地阐述天线的基本理论基础, 并进一步阐述各种典型天线的工作原理、分析方法、电特性等。至于天线的综合设计读者可参阅有关专著和资料。

第一章 基本辐射元

基本辐射元是最简单的天线型式，它又可看成各种实际天线的基本构成单元，即无论是线天线还是面天线，都可分割成一系列基本辐射元，因此掌握基本辐射元的辐射特性是讨论线天线和面天线的基础。

§ 1-1 基本电振子（电流元）

1-1-1 滞后位描述时变场的方法

电磁波通常是由运动电荷产生的，无线电波是由发射天线上高频电流辐射出来的。正如“电磁场与电磁波”教程中所指出的，严格地说，天线上的电流和由它激发的电磁场是统一的整体，正如波导中场与波导内壁上电流的关系一样。所以天线的辐射问题本质上是一个边值问题，需要应用天线表面上的边界条件解麦克斯韦方程，然后就能同时确定空间中的电磁波的波型和天线上的电流分布，这种问题的求解一般是比较复杂的。在工程上通常是给定天线的电流分布来确定天线的辐射场。这种求解方法在“电磁场与电磁波”教程中已经阐明，因为它是学习天线的理论基础，这里有必要再来回顾一下。

假设电流和电荷是时谐的（即随时间正弦或余弦变化），并位于媒质为理想介质*的空间中，此时如果要直接求 $\mathbf{E}$ 或 $\mathbf{H}$ 的解，可由麦克斯韦方程中两旋度方程 $\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H}$ 或 $\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\varepsilon\mathbf{E} + \mathbf{J}$ 两边取旋度，应用矢量公式 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ ，代入散度方程 $\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho$ 或 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ，即可导出 $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 的方程：

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = j\omega\mu\mathbf{J} + \nabla(\rho/\varepsilon) = j\omega\mu\mathbf{J} - \frac{1}{j\omega\varepsilon} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{J}) \quad (1-1a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = -\nabla \times \mathbf{J} \quad (1-1b)$$

以上二式称为非齐次亥姆霍兹方程。式中 $k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon$ ， k 为媒质波数， ε 为媒质的介电常数， μ 为媒质的导磁率。在自由空间**中 $\varepsilon = \varepsilon_0 = (1/36\pi) \times 10^{-9}$ 法/米***， $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 亨/米， $\mathbf{J}$ 为体电流密度（安/米²）， ρ 为体电荷密度（库/米³）。

显然， $\mathbf{J}$ 是以相当复杂的形式出现在方程中，这会给求解带来相当大的困难，所以人们总是希望寻找更简单的方法。正如在分析静态场一样，当考虑由电荷和电流分布所激发的电磁场问题时，引入标量位 ϕ 和矢量位 $\mathbf{A}$ 这样两个辅助函数来描述电磁场是比较方便的。

* 理想介质是指各向同性、均匀、线性、无耗（ $\sigma = 0$ ）的媒质，如空气等。

** 自由空间一般指真空或同真空基本上有同样特性的任何其它无边界媒质，如空气等。

*** 本书采用国际单位制（SI制）。

在时变场中, 考虑到磁感应强度矢量 $\mathbf{B}$ 的散度恒为零 (即 $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$), 所以也引入矢量位 $\mathbf{A}$, 使 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, 这样就可由麦克斯韦方程导出用电荷 ρ 和电流 $\mathbf{J}$ 表示的标量位 ϕ 和矢量位 $\mathbf{A}$ 的方程式, 有

$$\nabla^2 \phi + k^2 \phi = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (1-2a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} + k^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J} \quad (1-2b)$$

相应的场量计算公式为

$$\mathbf{E} = -j\omega \mathbf{A} - \nabla \phi \quad (1-3a)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \quad (1-3b)$$

其中 $\mathbf{A}$ 和 ϕ 的关系可以用某种方式规定, 通常用如下关系:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -j\omega \mu \epsilon \phi \quad (1-4)$$

称为洛伦兹条件, 这可由电流连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = -j\omega \rho \quad (1-5)$$

直接导出。式(1-5)说明了电荷和电流不是互相独立的, 因此在实际问题中只需要给定其中之一, 电荷或者电流。可见用 ϕ 和 $\mathbf{A}$ 或仅用 $\mathbf{A}$ 都可求出全部电磁场量, ϕ 和 $\mathbf{A}$ 分别为波动方程(1-2a)和(1-2b)的解。显然, 这两方程有相似的形式, 只是方程(1-2b)是矢量方程。在直角坐标系中, 矢量方程(1-2b)可分解为三个分量的标量方程, 其中每一式与式(1-2a)在形式上是完全相同的标量方程, 所以只要求出其中之一的方程解的形式就可得出 ϕ 和 $\mathbf{A}$ 。方程(1-2a)可以应用电磁场中标量格林定理求出 ϕ 的解, 然后用 ϕ 的结果按类比的方法得到 $\mathbf{A}$ 的表达式, 其结果为

$$\phi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \frac{\rho e^{j\omega(t-r/v)}}{r} dv \quad (1-6)$$

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{\mathbf{J} e^{j\omega(t-r/v)}}{r} dv \quad (1-7)$$

其中 v 为电荷或电流源所占有的体积, r 为电荷或电流源所在点 dv 到观察点的距离, 如图1-1所示。

式中相位因子 $e^{j\omega(t-r/v)}$ 表明了空间中离源点为 r 的观察点在某一时刻 t 的位场 ϕ 和 $\mathbf{A}$ 是由电荷和电流分布所激发, 但它们并不取决于同一时刻 t 的电荷和电流源, 而是取决于 $(t-r/v)$ 时刻的源, 换句话说, 观察点的位场变化滞后于源的变化, 滞后的时间为 r/v 。恰好是电磁波传播 r 距离所需要的时间, 这就说明了电磁作用是具有一定的传播速度 v 的, 而不是瞬时超距的, 所以称 ϕ 和 $\mathbf{A}$ 为滞后位。具体说, $\mathbf{A}$ 称为滞后矢量磁位, ϕ 称为滞后标量电位。

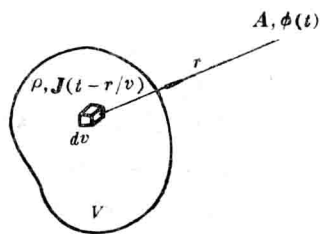


图 1-1 场源与滞后位的时间关系

求出 ϕ 和 $\mathbf{A}$ 后, 则可由式(1-3a)和(1-3b)解出电场和磁场。由于 ϕ 和 $\mathbf{A}$ 之间有式(1-4)的关系, 因此只须求出 $\mathbf{A}$ 就可解出全部电磁场。又由于 $\mathbf{A}$ 是由 $\mathbf{J}$ 决定的, 所以只

要知道 $\mathbf{J}$ 就可以计算出电磁场。通常 $\mathbf{J}$ 是按物理概念或某种近似方法确定的。

方程 (1-2) 显然是线性方程, 它反映了电磁场的迭加性。若在空间 v 内存在若干电流源时, 在线性媒质中, 所有源的共同作用所激发的滞后位 A 必等于它们分别作用时各自激发的滞后位之和, 即

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \int_v (\mathbf{J}_1 + \mathbf{J}_2 + \cdots + \mathbf{J}_N) \frac{e^{j\omega(t-r/v)}}{r} dv = \sum_{n=1}^N A_n \quad (1-8)$$

同样, 在线性媒质中, 由式 (1-3) 和 (1-4) 可知, 其场量 $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 与滞后位 A 也是线性关系, 当 $A = \sum_{n=1}^N A_n$ 时, 有

$$\mathbf{E} = \sum_{n=1}^N \mathbf{E}_n \quad (1-9)$$

因此不管源的位置、频率如何, 其共同作用激发的总的电磁场等于单独作用产生的电磁场之和, 这是研究天线辐射问题的一个重要定理, 称为迭加原理。根据迭加原理可以把一个复杂天线分成许多最基本的辐射单元, 先计算辐射单元在空间中的电磁场, 然后迭加即可得复杂天线所产生的电磁场。所以下面将首先讨论几种最基本的辐射源, 然后再进一步根据迭加原理分析一些更复杂的辐射系统。

1-1-2 电振子的辐射

基本电振子是指横截面很小的一段短导线, 其长度远小于波长, 振子上通以高频电流 $Ie^{j\omega t}$, 且在振子各点上电流均等幅同相的辐射元。实际上要使一个孤立的短导线在其全长上电流等幅同相是不可能的, 比较接近这个理想情况的是赫芝偶极子, 它是由比波长短得多的细金属杆的两端上接两个金属小球 (球半径小于长度) 所构成, 由于两球间形成很大电容, 故可以看成端接电容的交流闭合电路, 因而沿线电流基本上是相等的, 所以基本电振子亦称偶极子。另外对任意电流分布的长导线中的一段远小于波长的线元, 也可以看成为基本电振子, 虽然在长导线中, 沿线电流分布是不均匀的, 但其每一小段 ($L \ll \lambda$) 上的电流却可以认为是均匀的, 故基本电振子又称为电流元。如果确定了电流元在空间产生的电磁场, 就不难算出任意线状导体构成的天线所激发的电磁场, 所以分析和计算电振子的电磁场, 实际上是有重要意义的。

电振子的电磁场可以利用滞后位法来计算。

设有一电流矩为 IL 的电振子, 位于媒质为理想介质的空间中, 沿 Z 轴方向放置, 并使振子中心在如图 1-2 所示的球坐标系的原点上。现在来求距离原点为 r 处的 P 点场强。

已知 $I d\mathbf{l} \hat{\mathbf{a}}_z = (I/s) s d\mathbf{l} \hat{\mathbf{a}}_z = \mathbf{J} dv$, s 为电振子的横截面积, $\hat{\mathbf{a}}_z$ 为 Z 轴方向的单位矢量。若观察点 P 离原点距离 $r \gg L$, 此时滞后位 A 根据式 (1-7) 可写成

$$A = \frac{\mu}{4\pi} \frac{IL e^{j\omega(t-r/v)}}{r} \hat{\mathbf{a}}_z \quad (1-10)$$

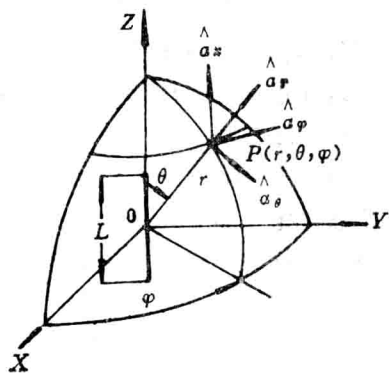


图 1-2 求解电振子辐射场的坐标系

若略去时间因子 $e^{j\omega t}$ ，并以 $k=\omega/v$ 代入，式(1-10)变为

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi r} I L e^{-jkr} \hat{\mathbf{a}}_z \quad (1-11)$$

因为滞后位 $\mathbf{A}$ 仅有 Z 方向分量，故可用 A_z 表示，它在球坐标系 r 、 θ 、 φ 方向的分量为

$$\left. \begin{aligned} A_r &= A_z \cos \theta = \frac{\mu I L}{4\pi r} \cos \theta e^{-jkr} \\ A_\theta &= -A_z \sin \theta = -\frac{\mu I L}{4\pi r} \sin \theta e^{-jkr} \\ A_\varphi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-12)$$

式(1-12)中 A_θ 式的负号表示 A_θ 分量的实际方向是沿 θ 减小的方向，将式(1-12)代入式(1-3b)可解得磁场为

$$\left. \begin{aligned} H_r &= H_\theta = 0 \\ H_\varphi &= \frac{I L}{4\pi} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \sin \theta \left[\left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 + j \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right) \right] e^{-jkr} \end{aligned} \right\} \quad (1-13)$$

因为在电振子以外的空间中， $\mathbf{J}=0$ 、 $\rho=0$ 。故电场可由式 $\mathbf{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \mathbf{H}$ 解得，有

$$\left. \begin{aligned} E_r &= \frac{I L}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cos \theta \left[-j \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^3 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 \right] e^{-jkr} \\ E_\theta &= \frac{I L}{4\pi} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \sin \theta \left[-j \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^3 + \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2 + j \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right) \right] e^{-jkr} \\ E_\varphi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-14)$$

式(1-13)和式(1-14)中电磁场的各分量均为复数值，若乘以因子 $e^{j\omega t}$ 并取其实部就是它们的瞬时值。

以上分析结果表明：电振子在周围空间建立的电磁场有三个相互正交的分量，即电场有沿 r 和 θ 方向的两个分量 E_r 和 E_θ ，而磁场只有一个沿 φ 方向的分量 H_φ 。每一分量都是 $(\lambda/2\pi r)$ 的幂级数，因此在不同距离的区域内，级数中各项的相对大小是不同的，如果按照距离电振子的远近，将周围空间划分为不同的区域，显然可以得到不同区域内电磁场的简化表达式。通常根据距离的远近把振子周围空间划分为三个区域： $kr \ll 1$ 为近区， $kr \gg 1$ 为远区，介于二者之间的为中间区。其中中间区只在个别场合（如分析邻近天线的耦合）下才需要考虑，而且它的情况也比较复杂，所以这里暂不予讨论，仅对近区场和远区场的场结构及性质分别加以分析。

一、近区场

$kr \ll 1$ ，即 $r \ll \lambda/2\pi$ 的区域，称为近区。此时电振子的电磁场主要由 r^{-2} 和 r^{-3} 的高次项决定，而 r^{-1} 项比高次项小得多，同时 kr 很小，故相位因子 e^{-jkr} 可略去不计。若将 $I = j\omega q$ 代入式(1-13)和式(1-14)则有

$$\left. \begin{aligned} H_\varphi &\approx \frac{I L}{4\pi r^2} \sin \theta \\ E_r &\approx -j \frac{I L}{2\pi\omega\epsilon r^3} \cos \theta = \frac{q L}{2\pi\epsilon r^3} \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

$$E_{\theta} \approx -j \frac{IL}{4\pi\omega\epsilon r^3} \sin\theta = \frac{qL}{4\pi\epsilon r^3} \sin\theta$$

由式(1-15)可见, H_{φ} 表示式与载流导线元的磁场强度公式即毕奥-沙伐尔公式相同, 而 E_r 、 E_{θ} 表示式与正负两电荷 q 相距 L 所构成的电偶极子的静电场分量完全相同, 所以电振子相当于一个载流电偶极子 (电流为 I , 电荷为 $q=I/j\omega$)。此时电场与磁场的时间相位差为 90° , 因此平均坡印亭矢量为零, 说明电磁能量没有传播, 仅在电场和磁场与源之间相互交换, 故这个区域的场又称为感应场。当然这仅是对与 r^{-2} 、 r^{-3} 成比例的场量而言, 因此感应场将随距离的增加而迅速地减小。

二、远区场

$kr \gg 1$ 即 $r \gg \lambda/2\pi$ 的区域, 称为远区。此时式(1-13)和(1-14)中可以略去 r^{-2} 、 r^{-3} 的高次项, 同时与 E_{θ} 相比较, E_r 也可略去不计, 于是得出

$$\left. \begin{aligned} E_r &= E_{\varphi} = H_r = H_{\theta} = 0 \\ E_{\theta} &\approx j \frac{Z_{\omega} IL}{2\lambda r} \sin\theta e^{-jk r} \\ H_{\varphi} &\approx j \frac{IL}{2\lambda r} \sin\theta e^{-jk r} = \frac{E_{\theta}}{Z_{\omega}} \end{aligned} \right\} \quad (1-16)$$

式中 $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$, $Z_{\omega} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$, 对于自由空间, $Z_{\omega} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi$ (欧)。由式(1-16)可见, H_{φ} 与 E_{θ} 相位相同, 均比电流超前 $(\pi/2 - kr)$ 相位, 因此平均坡印亭矢量值有

$$\Pi_{av} = E_{\theta} H_{\varphi}^* = Z_{\omega} |H_{\varphi}|^2 = Z_{\omega} \left(\frac{IL}{2\lambda r} \right)^2 \sin^2\theta \quad (1-17)$$

为正实数, 表示电磁能量向空间 r 方向传播, 故这个区域的场又称为辐射场, 当然这个辐射波是从近区传播而来的。由此说明, 一个作时谐振荡的电振子能够辐射电磁波, 是一种基本辐射源, 可以用作天线, 故又称为元天线。它具有如下辐射特性:

(1) 辐射场是具有 TEM 波型场结构的球面波。正如式(1-16)所示, 远区场仅有相互正交的 E_{θ} 和 H_{φ} 两个分量, 没有纵向分量, 场量 E_{θ} 和 H_{φ} 的比值为

$$\frac{E_{\theta}}{H_{\varphi}} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = Z_{\omega} \quad (1-18a)$$

并与传播方向 r 成右螺旋关系, 可表示为

$$\mathbf{H}_{\varphi} = \frac{1}{Z_{\omega}} (\hat{\mathbf{a}}_r \times \mathbf{E}_{\theta}) \quad (1-18b)$$

$\hat{\mathbf{a}}_r$ 为径向单位矢量。可见辐射波具有 TEM 波型的场结构, 另外辐射场的相位决定于 $e^{-jk r}$ 因子, 故在以振子中心为球心的球面上各点场强是同相的, 也就是等相面是球面, 所以是球面波, 并称振子中心为相位中心。其中 Z_{ω} 为空间球面波的波阻抗 (即媒质的本质阻抗), 也就是 TEM 波型的波阻抗。既然 H_{φ} 在数值上仅与 E_{θ} 相差一个比值 Z_{ω} , 那么辐射场的场分量 E_{θ} 和 H_{φ} 虽然是同时存在的, 但在以后讨论天线辐射场时通常可以只分析电场分量而不再讨论磁场分量。

(2) 辐射场具有方向性。正如式(1-16)所示, 辐射场强除正比于电流和振子电长度