

天 线

单 秋 山

国防工业出版社

内 容 简 介

本书系高等学校工科电子类各专业的天线课程通用教材。参考学时数为40。

本书主要介绍天线的基本原理与基本分析方法，并在此基础上讨论典型常用天线。全书共九章。1~4章介绍电磁波辐射与接收的基本理论；5~7章讨论典型天线、天线的馈线及某些新型天线；8、9两章分别介绍天线测量及电波传播概论知识。

本书取材较广，适应面较宽。除作为工科电子类各专业（非微波）本科教材外，还可供从事通信、广播、电视、雷达等工作的科技人员参阅。

天 线

单 秋 山

责任编辑 耿新暖

*

国防工业出版社出版

（北京市车公庄西路老虎庙七号）

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印刷

*

787×1092 1/16 印张 15 1/2 359千字

1989年11月第一版 1989年11月第一次印刷 印数：0001—2080册

ISBN 7-118-00560-6/TN·109 定价：5.10元

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定,我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力,有关出版社的紧密配合,从1978年至1985年,已编审、出版了两轮教材,正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要,贯彻“努力提高教材质量,逐步实现教材多样化,增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神,我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会,在总结前两轮教材工作的基础上,结合教育形势的发展和教学改革的需要,制订了1986~1990年的“七五”(第三轮)教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿,是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐,由编审委员会(小组)评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量,作出了不懈的努力。

限于水平和经验,这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处,希望使用教材的单位,广大教师和同学积极提出批评建议,共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

前 言

本教材系按电子工业部制定的工科电子类专业教材 1986~1990 年编审出版规划,由电磁场与微波技术教材编审委员会天线与电波编审小组评选组织征稿、定稿并推荐出版的。

本书由哈尔滨工业大学单秋山编写,西安电子科技大学马澄波担任主审。编审者是以天线与电波编审小组审定的编写大纲进行编写与审阅的。

本书参考教学时数为 40 学时。前四章介绍天线的基本原理与基本分析方法;五、六、七三章介绍典型常用天线,并以少量篇幅介绍天线的馈线及某些新型天线;后两章为天线测量及电波传播概论。与以往教材相比,本书压缩了反射面天线的篇幅,删去繁杂的数学推演、技术公差与设计天线等部分;增加了天线的馈电线、宽带天线、有源天线及地下电波传播等内容;适当地照顾了各波段的广播与电视天线,以使本书有较广的适用范围。本书把基本辐射元分散到有关章节讲述,以避免重点与难点过于集中地出现在教材的开头而增加教学的难度;天线参量也是在相关章节逐渐引出,并在接收天线一章统一处理;为了加强对接收天线的讨论,还把平面波作用下的对称振子与极化匹配等内容编入本书。这样的取材与讲述方法,对于工科电子类各专业(非微波)的学生与工程技术人员或许是有益的。

在编写过程中,谢处方教授、汪茂光教授、周长源教授等校内外同行曾提出不少宝贵建议。对此,作者向他们表示诚挚的感谢。本书虽几经修改,但限于编者水平,难免还存在一些缺点和错误,殷切希望读者批评指正。

编 者

一九八八年十月

目 录

绪论	1
第一章 对称振子与行波单导线辐射	3
§ 1-1 电流元的辐射	3
§ 1-2 对称振子	10
§ 1-3 行波单导线辐射	32
第二章 离散元天线阵	37
§ 2-1 概述	37
§ 2-2 二元天线阵	38
§ 2-3 均匀直线天线阵	48
§ 2-4 离散元平面阵	56
§ 2-5 导电平面对天线性能的影响	58
§ 2-6 不等幅边射天线阵	62
§ 2-7 道尔夫-切比雪夫分布阵	64
第三章 口径辐射概论	70
§ 3-1 概述	70
§ 3-2 对偶原理与磁流元辐射	71
§ 3-3 等效定理	72
§ 3-4 面元辐射	73
§ 3-5 矩形口径均匀场的辐射	76
§ 3-6 幅度和相位分布不均匀的矩形口径场	80
§ 3-7 圆形口径场的辐射	83
第四章 接收天线与收发天线参量	87
§ 4-1 概述	87
§ 4-2 平面电磁波作用下的对称振子	88
§ 4-3 收发天线参量的统一	91
§ 4-4 天线的其他参量	95
第五章 常用线天线	98
§ 5-1 天线的馈电线	98
§ 5-2 对称振子天线的馈电方法	99
§ 5-3 折合振子	108
§ 5-4 寄生振子	112
§ 5-5 引向天线	114
§ 5-6 对数周期天线	117
§ 5-7 正交振子类型的天线	120
§ 5-8 单极天线	123
§ 5-9 环天线与环-鞭组合天线	127
§ 5-10 螺旋天线	129

§ 5-11 菱形天线	134
§ 5-12 双圆锥振子天线	137
§ 5-13 套筒天线	142
第六章 常用面天线	145
§ 6-1 喇叭天线	145
§ 6-2 反射面天线概述	154
§ 6-3 旋转抛物面天线	155
§ 6-4 卡塞格伦天线	166
§ 6-5 其他反射面天线	170
§ 6-6 透镜天线	173
第七章 其他天线	180
§ 7-1 槽天线	180
§ 7-2 微带天线	189
§ 7-3 有源天线	194
* § 7-4 表面波天线	199
第八章 天线测量	206
§ 8-1 天线测试条件	206
§ 8-2 方向图测量	209
§ 8-3 增益测量	210
§ 8-4 阻抗测量	212
第九章 电波传播	215
§ 9-1 概述	215
§ 9-2 地面波	217
§ 9-3 电离层波	224
§ 9-4 视距波	229
§ 9-5 地下电波传播	236
习题	238
参考书目	242

绪 论

最基本的无线电通信系统如图 0-1 所示。设在空间某处的发射系统由发射机、馈线与发射天线组成；设在另一处的接收系统由接收天线、馈线与接收机组成。由发射机产生的高频电磁能量以导波形式沿馈线向发射天线传送、并由发射天线把导波形式的高频电磁能量变换成自由空间中的无线电波，从而完成高频电磁能量向周围空间的辐射。通过传播媒质，有部分无线电波能量传播到接收天线所在的周围空间，并由接收天线把无线电波形式的高频电磁能量变换成导波形式的高频电磁能量，从而完成无线电波的接收。导波形式的高频电磁能量再沿馈线传送到接收机，最后完成信息或能量的传送。

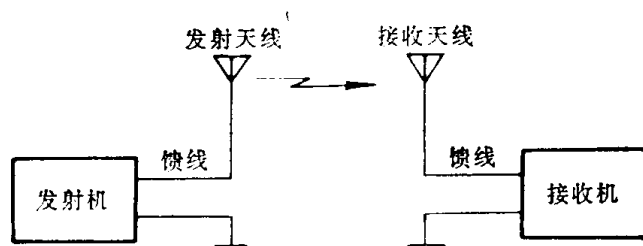


图0-1 无线电通信系统最简单框图

从上述过程可以看出，天线辐射或接收无线电波的过程，实质上也就是导波形式的高频电磁能量与无线电波形式的高频电磁能量的互相转化过程。从这种意义上说，天线是一个能量转换设备。在以后的分析中还会看到，天线是一个互逆的能量转换设备。因此，从原理上说，一付天线既可作为发射天线使用，也可作为接收天线使用。

对于发射天线，希望它只向需要的方向辐射电磁波，而在其它方向尽量减少辐射；对于接收天线，希望它只接收所需方向的信号，而尽量减少接收来自其它方向的干扰和噪声。这就是说，天线应具有定向辐射或接收的特性。辐射能量与方向有关的性质称为天线的方向性。不同的无线电设备要求的天线方向性也不同。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性辐射或接收无线电波。

天线的种类繁多。按工作频段可分为长波天线、中波天线、短波天线、超短波天线和微波天线；按用途可分为通信天线、广播天线、雷达天线等；按工作性质可分为发射天线、接收天线和收发共用天线。除这些分类方法外，还可按频带特性、极化特性、方向特性等分类。对近代发展起来的新型体制天线，又可按工作体制分为单脉冲天线、相控阵天线、信号处理天线与有源天线等。应当说明，同一付天线可以分属于不同的几种分类。如同一天线既可作为发射天线又可作为接收天线；既可作为通信天线又可作为广播天线；既可作为短波天线又可作为超短波天线。

本书为了便于分析，把大部分天线分为两类：一类是由导线或金属棒构成的线天线；另一类是金属面或介质面构成的面天线。

本书重点介绍天线的基本原理和基本分析方法，并在此基础上讨论一些典型常用天线。由于无线电波在空间传播也是无线电技术中的一个重要问题，因此，本书也扼要地讨论了电波传播的几种最重要的方式。

现代无线技术应用的波段很宽，人们习惯将无线电波的整个波段划分为下表所示的各个分波段。

无线电波的频段划分

波段名称	波 长 范 围	频 率 范 围
长波	20000~3000m	15~100kHz
中波 { 中长波 中短波	3000~2000m	100~150kHz
	2000~200m	150~1500kHz
短波	200~10m	1.5~30MHz
米波，超短波	10~1m	30~300MHz
微波 { 分米波 厘米波 毫米波 超毫米波	1m~10cm	300~3000MHz
	10~1cm	3~30GHz
	1cm~1mm	30~300GHz
	短于1mm	300GHz以上

第一章 对称振子与行波单导线辐射

本章以对称振子与行波单导线为例，介绍天线辐射场、方向系数、阻抗等参量的定义及一些工程计算方法。对称振子可视为由终端开路的平行双线演变而来，振子导线上载有驻波电流，为驻波天线；行波单导线可视为终端接匹配负载的导线，其上载有行波电流，为行波天线。因此，通过本章学习，可以了解驻波天线与行波天线的一些基本理论。

电流元是由导线构成的天线（线天线）的辐射微元，天线在空间产生的电磁场是天线上所有电流元产生的电磁场的合成场。因此，作为“电磁场与电磁波”课程的复习和学习“天线”课程的开始，有必要讨论一下电流元的辐射特性。

§ 1-1 电流元的辐射

电流元是指长度远小于波长且载有高频电流的导线。因此，可把载有高频电流的导线上的微元段视为电流元。电流元的尺寸满足如下关系

$$dl \ll \lambda, \quad a \ll dl$$

其中， dl 为导线长度， a 为导线半径， λ 为导线上电磁波的波长。电流元上电流沿纵向流动，沿线等幅同相分布。

一 电流元的电磁场

当把电流元置于球坐标原点 O ，且使电流元指向 z 轴（如图 1-1 所示）时，由电磁场理论可知，该电流元在空间任一点 $M(r, \theta, \varphi)$ 产生的电磁场各分量为

$$dH_r = dH_\theta = dE_\varphi = 0 \quad (1-1a)$$

$$dH_\varphi = j \frac{Idl}{2\lambda r} \sin \theta \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{-jkr} \quad (1-1b)$$

$$dE_r = \frac{Idl}{2\pi r^2} \eta \cos \theta \left(1 + \frac{1}{jkr} \right) e^{-jkr} \quad (1-1c)$$

$$dE_\theta = j \frac{Idl}{2\lambda r} \eta \sin \theta \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{k^2 r^2} \right) e^{-jkr} \quad (1-1d)$$

式中， r, θ 为球坐标的坐标变量，如图 1-1 所示；

I, dl 分别为电流元电流振幅复量及其长度；

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ，波数； λ 为自由空间波长；

$\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi$ ，自由空间波阻抗。如电流元的周围介质的导磁系数为 μ 、介电常数为 ϵ ，应当用 $\eta_w = \sqrt{\mu/\epsilon}$ 代替式中的 η 。

式 (1-1) 中的电磁场各分量都为复振幅，把它们乘以 $e^{j\omega t}$ ，再取实部即得瞬时值表

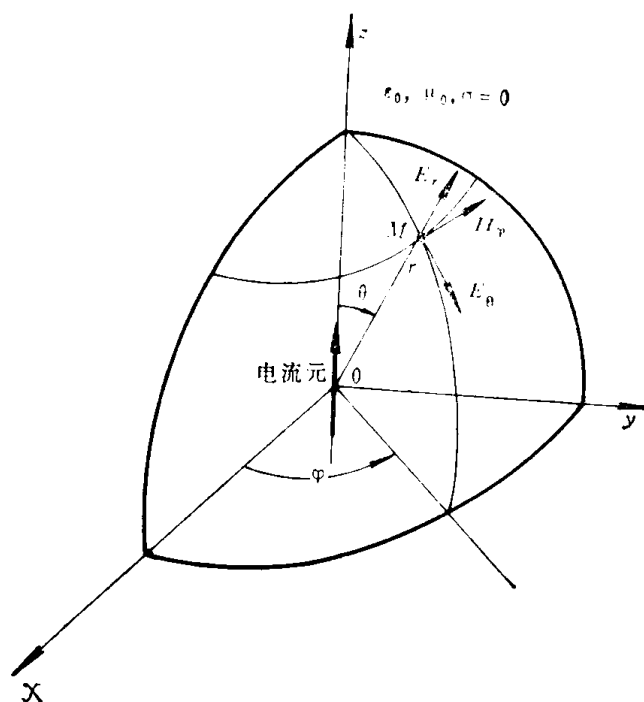


图1-1 电流元的电磁场

达式。

从式 (1-1) 可以看出, 不为零的三个场分量都由两项或三项组成, 每一项的大小都随距离 r 的增大而减小, 但各项随距离减小的速率不同, 即分别与 $\frac{1}{r}$ 、 $\frac{1}{r^2}$ 或 $\frac{1}{r^3}$ 成正比。在不同距离的区域内, 各项的相对大小不同。根据距离电流元的远近, 把周围空间划分为不同的区域, 可使对电流元产生的电磁场的分析变得简单明了。通常分为三个区域: 近区、远区与中区。

1. 近区的场

$kr = 2\pi r/\lambda \ll 1$, 即 $r \ll \lambda/2\pi$ 的区域称为电流元的近区, 亦称感应场区。把 $kr \ll 1$ 代入式 (1-1), 而且只保留 $1/kr$ 的高次项, 可得如下的近场表达式

$$dH_\varphi \approx \frac{Idl}{4\pi r^2} \sin\theta \quad (1-2a)$$

$$dE_r \approx \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{2qdl}{r^3} \cdot \cos\theta \quad (1-2b)$$

$$dE_\theta \approx \frac{1}{4\pi\epsilon} \cdot \frac{qdl}{r^3} \cdot \sin\theta \quad (1-2c)$$

$$dH_\varphi = dH_r = dE_\varphi = 0 \quad (1-2d)$$

在导出上式中利用了 $kr \rightarrow 0$ 时 $e^{-jkr} \approx 1$ 以及电流连续方程

$$I = \frac{dq}{dt} = j\omega q \quad (1-3a)$$

$$q = \frac{I}{j\omega} \quad (1-3b)$$

式中, q 为电流元两端的电荷复振幅。

从式 (1-2) 可得如下结论:

(1) dH_φ 与恒定电流场问题中的电流元产生的磁场相似; dE_r , dE_θ 与静电场问题

中的电偶极子产生的电场相似。电流元产生的电磁场随时间作正弦变化。在近区 $kr \rightarrow 0$ ，可略去由距离因子产生的相位滞后。在这种情形下，电流元产生的近区磁场与电流同相，近区电场与电荷同相。

(2) 近区电场与近区磁场的相位差为 $\pi/2$ ，代表功率流通量密度的玻印廷矢量为虚数，这说明在任何方向上，平均功率流为零，即没有能量的辐射，而只有能量的振荡，这种振荡发生在电场能量与磁场能量之间。有时称这种场为感应场，近区也可称为感应场区。

(3) 近区的电场振幅与距离的立方成反比，磁场的振幅与距离的平方成反比，因此它们随距离的增加而快速减少，难以传到远处。

2. 远区场

$kr \gg 1$ ， $r \gg \frac{\lambda}{2\pi}$ 的区域称为电流元的远区，也常常称为辐射场区。把 $kr \gg 1$ 代入式 (1-1)，并略去 $\frac{1}{r^2}$ 和 $\frac{1}{r^3}$ 的各项后可得如下的远场表达式

$$dH_{\varphi} = j \frac{Idl}{2\lambda r} \sin\theta e^{-jkr} \quad (1-4a)$$

$$dE_{\theta} = \eta dH_{\varphi} = j \frac{60\pi Idl}{\lambda r} \sin\theta e^{-jkr} \quad (1-4b)$$

$$dH_r = dH_{\theta} = dE_r = dE_{\varphi} = 0 \quad (1-4c)$$

从上式中可得如下结论：

(1) 在远区，电流元的电磁场只有 E_{θ} 和 H_{φ} 两个分量，它们在空间的极化方向互相垂直；在时间上同相，与激发场的电流有 $\left(-\frac{\pi}{2} - kr\right)$ 的相位滞后，其中的 kr 反映由距离引起的相位滞后。

(2) 远区的电场与磁场的比为 $\frac{dE_{\theta}}{dH_{\varphi}} = \eta = 120\pi$ 是一个常数，因此在讨论电流元以及天线的辐射问题时，只需讨论其电场而不再讨论磁场。远区中的玻印廷矢量 $\mathbf{p} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$ 是实数 ($\mathbf{H}^*$ 是 $\mathbf{H}$ 的共轭复数)，指向 $\mathbf{r}$ 方向。说明电流元在远区产生的场是一个沿着径向向外传播的横电磁波。能量沿径向向周围空间辐射，所以，远区场又称为辐射场。

(3) 远区场的场强与距离成反比，玻印廷矢量的大小与距离的平方成反比。这是因为辐射场是以球面波的形式向外扩散的，当距离增大时，同一辐射能量分布到更大的球面面积上而引起的 (球面积 $A = 4\pi r^2$)。辐射场的场强随距离增大的减少比较缓慢，因而有可能传播到较远的空间。

最后应当指出：近区中除了感应场之外还有辐射场，这部分场是在近区场讨论时忽略掉的那部分场。如果由表示电流元全部电磁场的式 (1-1) 计算玻印廷矢量，就会发现其实部仅仅由表示辐射场的式 (1-4) 决定。这说明辐射出去的能量由近向远逐渐传播。此外还应说明，远区中除了有辐射场之外，也还存在感应场，只是在与辐射场比较时由于太小而予忽略。不同区域中辐射场的场强与感应场的场强关系可表示为

$$E_{ni} \gg E_{nr} \gg E_{fr} \gg E_{fi} \quad (1-5)$$

式中， E_{ni} 为近区的感应场场强； E_{nr} 为近区中的辐射场场强； E_{fr} 为远区的辐射场场

强, E_H 为远区中的感应场场强。

3. 中区

近区与远区的中间区域称为中区。中区的感应场与辐射场场强的量级相差不大。因此, 必须用式 (1-1) 计算电流元的场。

4. 电流元的场结构

电流元的电场与空间、时间均有关系, 不同的时刻, 电场的结构也不同。只要对同时刻求出 dE_θ 与 dE_ϕ 的表达式再代入下式

$$\frac{dr}{E_r} = \frac{r d\theta}{E_\theta} \quad (1-6)$$

就可求出任一时刻的电力线方程。因为电流元产生的 $dE_\phi = 0$, 所以电力线位于 $\varphi = \text{常数}$ 的平面内, 即在包含电流元轴向的面 (子午面) 内。场与坐标 φ 无关, 呈轴对称分布, 某时刻的电场空间分布如图 1-2 的实线所示。

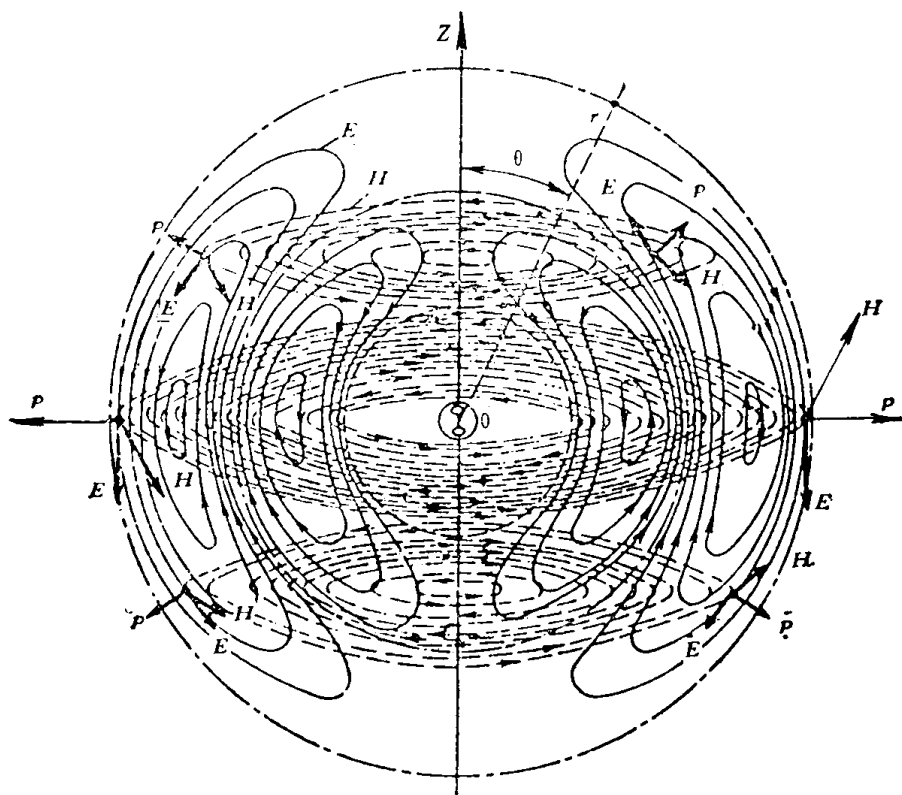


图1-2 电流元的场结构

电流元的磁场只有 H_ϕ 分量, 因此磁力线位于与坐标轴 z 垂直的平面内, 场强大小与坐标 φ 无关, 因此是一些以 z 轴为中心的圆, 磁力线与电力线垂直, 如图 1-2 中的虚线所示。玻印廷矢量 $\mathbf{P}$ 的方向也在同一图中用箭头标出。

电流元产生的电磁场的空间分布及不同场区的性质, 在一定程度上反映了所有天线产生的电磁场的空间分布及不同场区的性质。真实天线的场其空间分布往往比图 1-2 更为复杂, 但不同区域的性质, 即近区的感应场性质与远区的辐射场性质却是所有天线的共性。

二 电流元的方向性

由式(1-4)可知,在相同距离的不同方向上,电流元的辐射场强是不同的,这就是所谓的辐射方向性。反映辐射方向性的函数称为方向性函数,记为 $f(\theta, \varphi)$ 。在最大辐射方向上使函数值为1的方向性函数称为归一化方向函数,记为 $F(\theta, \varphi)$,显然有

$$F_m(\theta_m, \varphi_m) = 1 \quad (1-7a)$$

$$F(\theta, \varphi) = \frac{f(\theta, \varphi)}{f_m(\theta_m, \varphi_m)} \leq 1 \quad (1-7b)$$

式中, $F_m(\theta_m, \varphi_m)$ 为归一化方向函数的最大值;

θ_m, φ_m 为最大辐射方向的角坐标;

$f(\theta, \varphi)$ 为天线的方向函数,本书中的 $f(\theta, \varphi)$ 均由式(1-22)的形式定义。

$f_m(\theta_m, \varphi_m)$ 为 $f(\theta, \varphi)$ 的最大值。

由式(1-4)可知,电流元的归一化方向函数为

$$F(\theta, \varphi) = F(\theta) = \sin\theta \quad (1-8)$$

此式说明电流元的辐射场强与坐标变量 φ 无关,这一点由电流元的几何形状与 φ 无关所决定。此外还可看到,在电流元的轴线方向($\theta = 0, \pi$)无辐射,最大辐射方向在与电流元垂直的平面内($\theta = \pi/2$,有时称此面为电流元的赤道面)。

在球坐标中,用以表示归一化方向函数的封闭曲面图形,称为天线的归一化立体方向图。

图1-3所示为电流元的立体方向图,为了便于观察,已把封闭图形的右半部分移开一段距离。从立体方向图中可以看出任意方向上的辐射场强的相对大小。这是因为最大辐射方向场强规定为1,因此,任意方向上的相对场强就等于在该方向上原点到方向图封闭曲面的距离。如图1-3中的 θ, φ 方向上,辐射场强就用线段 OA 的长度来表示, A 点是 θ, φ 方向的矢径与方向图封闭曲面的交点。

在球坐标系表示的立体方向图中,任一通过原点的平面与表示立体方向图的封闭曲面相交而得到的轮廓线,称为天线在该平面的平面方向图。平面方向图虽然不如立体方向图

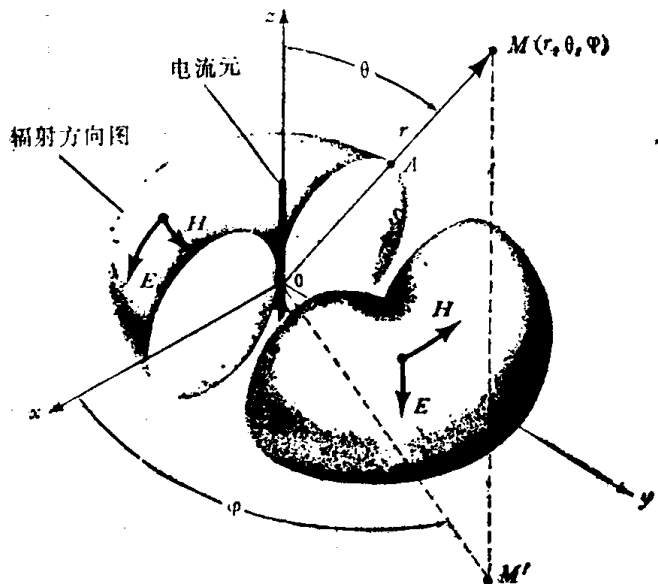


图1-3 电流元辐射场强的立体方向图

那样直观地反映辐射方向性,但能在特定的平面内清楚地反映辐射方向性,这是它比立体方向图优越的地方。工程上一般采用主平面上的方向图来表示天线的方向性。主平面是指包含最大辐射方向和电场矢量或磁场矢量的平面,前者称为天线的电平面,通常写

成E面；后者称为天线的磁平面，通常写成H面。电平面与磁平面在空间互相垂直。一般情况下，天线的方向性就由这两个平面的方向函数或方向图来表示。

绘制平面方向图可以采用极坐标，也可以采用直角坐标。图 1-4 是用这两种坐标绘制的电流元在E面的方向图，图 1-5 是电流元的H面方向图。从这些图中可看出电流元辐射方向性的基本特征。

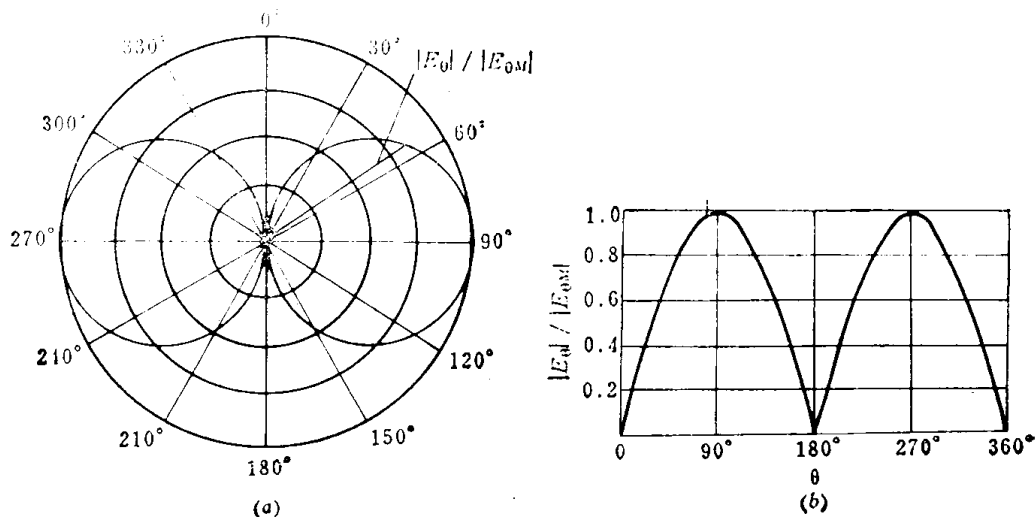


图1-4 电流元的E面方向图

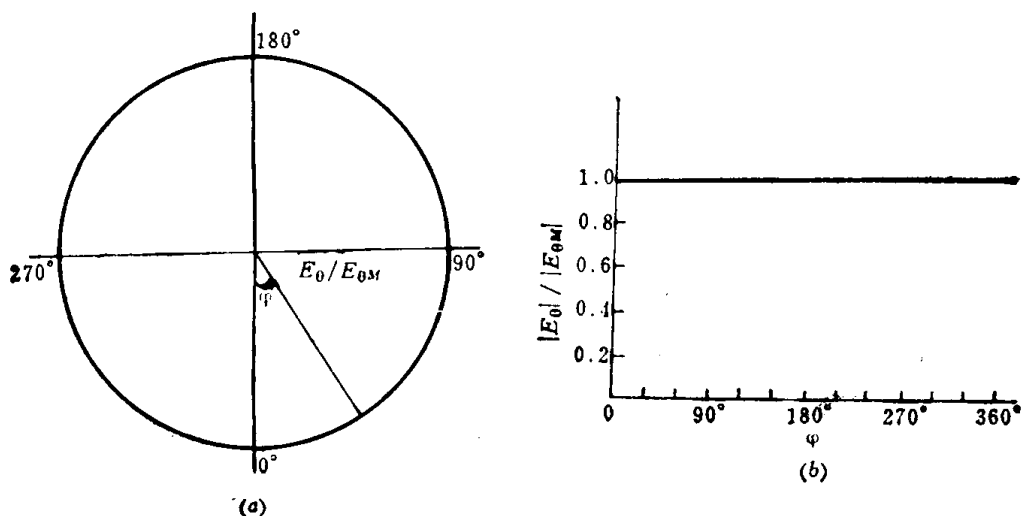


图1-5 电流元的H面方向图

三 电流元的辐射功率与辐射电阻

天线的辐射功率是指由天线辐射到自由空间的电磁波所带走的功率。作一个包围天线的封闭曲面，通过此闭合曲面的电磁波平均（时间上）功率通量的总和就等于天线的辐射功率，即

$$P_z = \oint \mathbf{p} \cdot d\mathbf{S} \quad (1-9)$$

式中， P_z 为天线的辐射功率，

$\mathbf{p}$ 为天线辐射场区的坡印廷矢量，

dS 为闭合曲面的外法线方向的面元矢量。

为计算方便，通常取闭合曲面为以球坐标的原点（此处放置天线）为球心、半径为 r 的球面，如图 1-6 所示。通常使 r 足够大，以保证积分在天线的远区进行，从而使玻印廷矢量的计算只包含辐射场分量而不包含感应场分量。在这些条件下

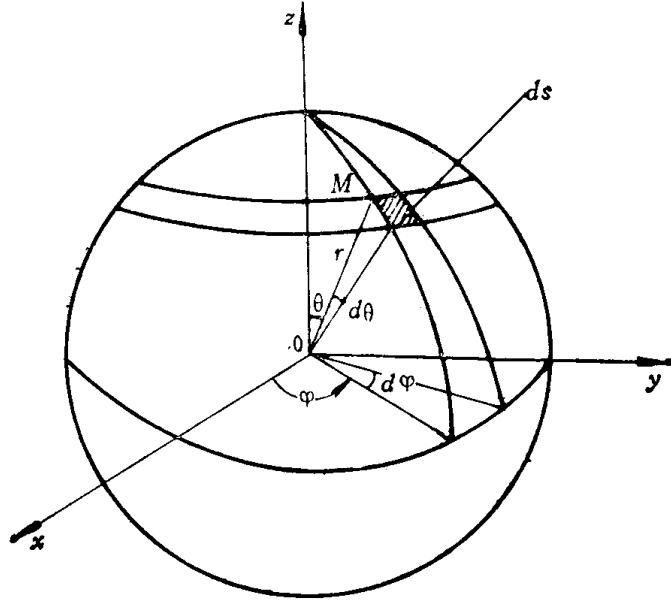


图1-6 计算辐射功率所取的球面

$$p = \frac{1}{2} |E| \cdot |H| \cdot r^0 = \frac{1}{240\pi} |E|^2 \cdot r^0 \quad (1-10)$$

式中， $|E|$ 为远区电场强度的振幅，

r^0 为球坐标径向单位矢量。

上式适于自由空间，其波阻抗 $\eta = 120\pi$ 。在球坐标中，面元 dS 的表达式为

$$dS = r^2 \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi \cdot r^0 \quad (1-11)$$

把 p 与 dS 的表达式代入式 (1-9) 可得

$$P_z = \frac{1}{240\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |E|^2 r^2 \sin\theta d\varphi d\theta \quad (1-12)$$

上式是计算天线辐射功率的一般公式。

把电流元的辐射电场强度的模

$$|E| = |dE_\theta| = \frac{60\pi I dl}{\lambda r} |\sin\theta|$$

代入式 (1-12)，可得电流元的辐射功率为

$$P_z = 40 \left(\frac{\pi dl}{\lambda} \right)^2 \cdot I^2 \quad (1-13)$$

如果把天线的辐射功率视为一个等效电阻所消耗的功率，那么这个等效电阻就定义为天线的辐射电阻，记为 R_z 。显然，辐射电阻不是真实的电阻，而是从能量方面人为引入的。设辐射电阻中的电流与电流元的电流相同，电流元的电流振幅为 I ，从定义可知

$$P_z = \frac{1}{2} I^2 R_z \quad (1-14a)$$

$$R_z = \frac{2P_z}{I^2} \quad (1-14b)$$

把式 (1-13) 代入上式可得

$$R_z = 80\pi^2 \left(\frac{dl}{\lambda} \right)^2 (\Omega) \quad (1-15)$$

从上式可以看出, 电流元的辐射电阻仅仅决定于 dl/λ 。

到此为止, 我们已讨论完电流元在空间产生的电磁场的基本特性, 指出在靠近电流元的空间中, 场的主要特点是感应场; 远离电流元的空间中, 场的主要特点是辐射场。同时讨论了场在空间的分布情况, 并直观地给出电磁场的极化情况。此外, 还较详细的讨论了电流元远区场的性质, 并介绍了方向性、方向性函数、方向图、辐射功率与辐射电阻等概念。

电流元可视为许多天线的辐射微元, 其它辐射微元的辐射也可通过电流元的辐射而推导出来, 因此对电流元产生的场应该有比较充分的了解。

§ 1-2 对 称 振 子

对称振子由两根直径、长度相等的直导线构成, 在中间的两个端点由等幅反相的电压激励。有时把对称振子的两个导线称为振子臂, 每根振子臂的长度称为振子的臂长。振子臂可由细导线、笼形结构等细长导体构成, 如图 1-7(a)、(b) 所示。 l 为振子臂长, a 为圆柱形或笼形圆柱振子的半径。图 (c) 为笼形双圆锥振子。对称振子可看作由终端开路的平行双线演变而来, 如图 1-8 所示。其中 (a) 为终端开路的平行双线。终端电场比较集中, 电流为零。两导线中的电流等幅反相, 它们在远离双线的空间中所产生的电磁场彼此抵消, 能量集中在双线周围空间而不向外辐射。这时, 双线中的

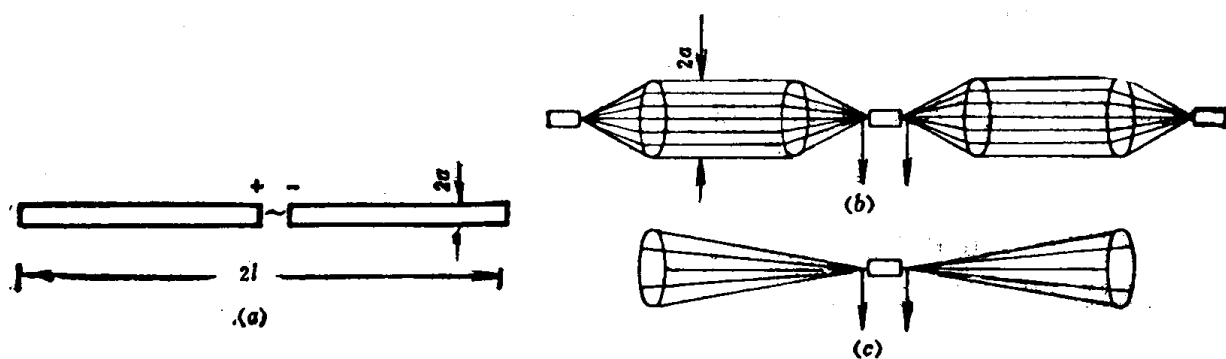


图1-7 对称振子



图1-8 由平行双线到对称振子

电流呈纯驻波分布，沿线没有能量传输。这些是开路线的基本特征。如果在离终端适当远的地方，将双线张开，如图 1-8(b) 所示，场便扩展到较大空间，这种结构有时称为角形天线。进一步扩展成一直线时，便成为对称振子天线了，场扩展到更大的空间，如图 1-8(c) 所示。这时，在传输线的未张开部分，电流沿线分布规律与开路线有很大不同。有行波向对称振子方向传输是两者在质方面的区别。这意味着有能量的传输，吸收此能量的实际上是振子的周围空间。这正是绪论中提到的将导行系统中的高频电磁能量，变成自由电磁波形式的高频电磁能量。图 (c) 所示的对称振子所以能产生有效地辐射，主要是由于结构的开放特性，两臂中的电流方向一致。

一 对称振子的电流分布与辐射场

按叠加原理计算对称振子的辐射场时必须知道电流沿振子臂上的分布规律。严格地计算电流分布并不容易，那时需要根据振子表面的边界条件解麦克斯韦方程。图 1-9(a)、(b) 为用矩量法计算的对称振子电流分布，虚线为正弦分布。用矩量法计算的电流分布比较精确。但在计算方向图时，工程上通常认为对称振子臂上的电流按正弦规律分布，即与开路线的电流分布规律相同。对于图 1-9(c) 所取的坐标，电流分布可表示成

$$I(z) = z^0 I(z) \tag{1-16a}$$

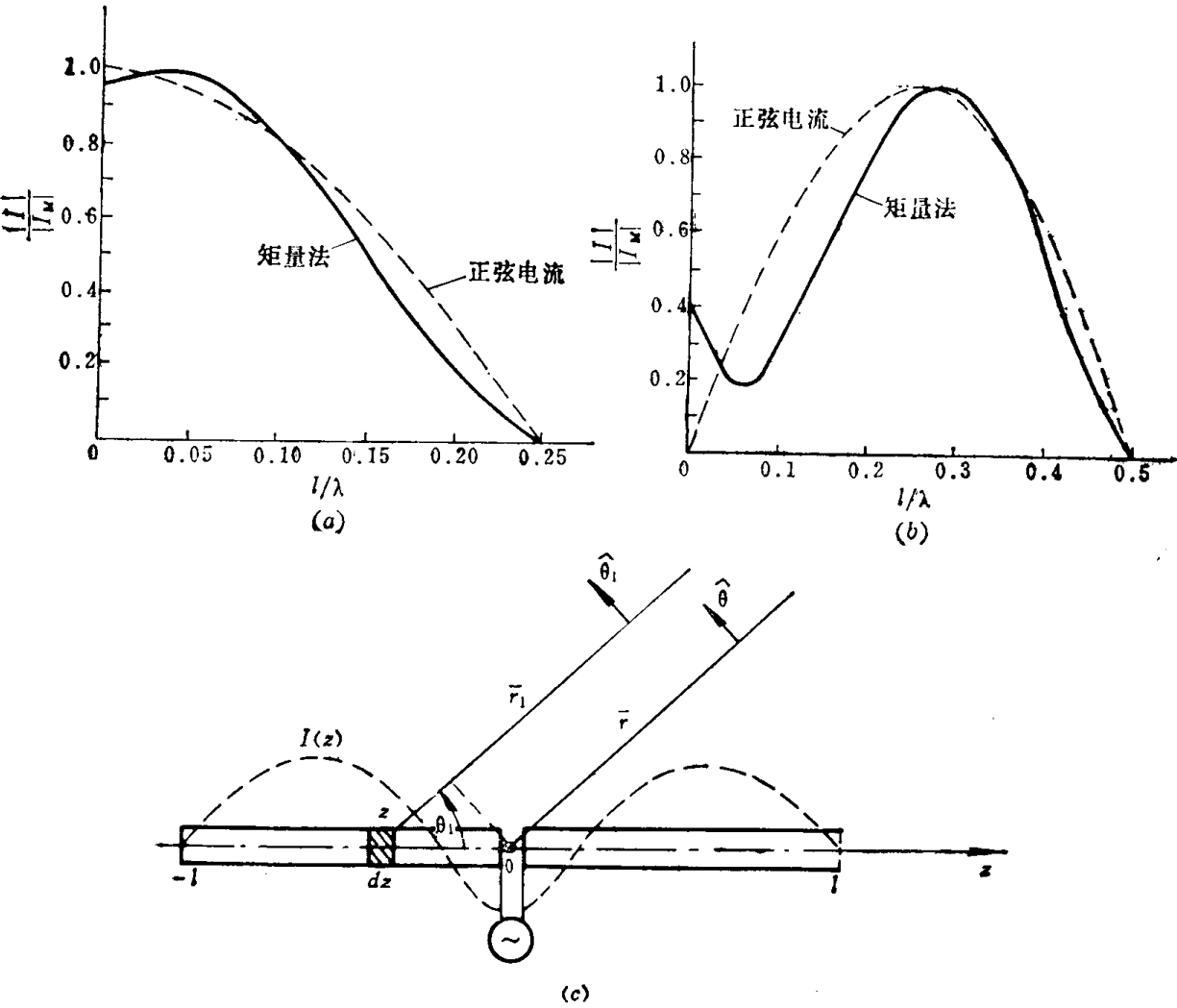


图1-9 对称振子辐射场的计算