

JIANMINGTIANXIANLILUN YU SHEJIYINGYONG

简明天线理论与 设计应用

吕文俊 何华斌 著



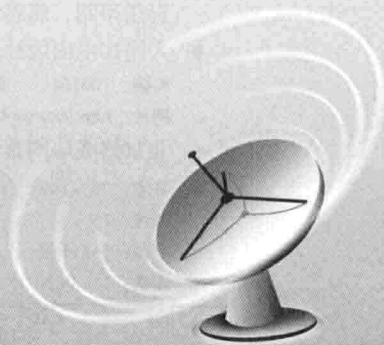
 人民邮电出版社
POSTS & TELECOM PRESS



JIANMINGTIANXIANLILUN YU SHEJIYINGYONG

简明天线理论与设计应用

吕文俊 何华斌 著



人民邮电出版社
北京

图书在版编目(CIP)数据

简明天线理论与设计应用 / 吕文俊, 何华斌著. —
北京: 人民邮电出版社, 2014. 6
ISBN 978-7-115-34956-9

I. ①简… II. ①吕… ②何… III. ①天线—基本知识
IV. ①TN82

中国版本图书馆CIP数据核字(2014)第045923号

内 容 提 要

本书首先从物理概念出发, 结合简单的数学推导, 导出了电磁辐射的基本概念和天线基本参数的定义; 进而从对称振子天线的基本特性入手, 结合工程实例, 介绍了线天线的各种常见变形和工程设计技术, 逐步引出天线设计中常用的重要原理, 并以双锥天线为例, 详细介绍了天线的宽带设计原理; 接着详细介绍了微带印刷天线、平面超宽带天线的设计原理, 列举了相应的工程实例; 最后介绍了天线的计算机辅助设计和测量原理, 通过3个自编实验, 向读者介绍了天线计算机辅助分析、设计和实际测量的基本技术。

本书主要面向高等院校通信与电子信息类专业的本科生和研究生、基层天线和微波工程技术人员, 以及具有一定数理基础的初学者, 此外也可用作相关专业研究人员的参考书。

-
- ◆ 著 吕文俊 何华斌
责任编辑 杨 凌
责任印制 焦志炜
 - ◆ 人民邮电出版社出版发行 北京市丰台区成寿寺路11号
邮编 100164 电子邮件 315@ptpress.com.cn
网址 <http://www.ptpress.com.cn>
北京铭成印刷有限公司印刷
 - ◆ 开本: 787×1092 1/16
印张: 15
字数: 365千字
印数: 1-3 000册
- 2014年6月第1版
2014年6月北京第1次印刷
-

定价: 50.00元

读者服务热线: (010) 81055488 印装质量热线: (010) 81055316
反盗版热线: (010) 81055315

前 言

国内外关于天线的优秀教科书、专著和工具书种类很多，这些书籍在整体编排、内容取舍、阐述重点等方面各具特色，为相关专业学生和研究人员提供了丰富多样的选择。就一般情况而言，教科书更着重于基础的数学推导而实例不多，内容更新较慢、引用的前沿研究文献相对较少；专著涉及的内容丰富、文献出处翔实，更适合已有一定基础、对专业知识掌握较全面的读者阅读；工具书则更注重给出结论而略去原理，读者应具有足够充分的工程实践经验，才能达到较好的理解效果。如果一部专业书籍能融合三者的优点，则有可能为不同层次的读者带来更大的裨益和便利。结合自学体会和基层教学科研工作的需要，笔者对自己历年来的工作进行了系统整理和全面总结，以期能撰写出一部有一定广度和深度，既适用于课程教学，又能供有一定理论基础和实践经验的研究者和工程师参考的天线专业书籍。

自2001年以来，笔者在攻读研究生学位和参加工作的过程中，进行了长期的学习和科研实践，并先后为南京邮电大学相关专业的本科生与研究生辅导和讲授“电磁场数学方法”、“电磁场与电磁波理论”、“微波电路EDA”、“移动通信中的电波传播与天线”、“移动通信中的天线技术与应用”等课程，同时指导他们的课外实习、毕业设计与学位论文撰写。在经历了十余年自修、科学研究和教学实践的基础上，笔者借鉴了多部天线专著、教科书和工具书的写作风格，撰写了本书。与现有专著、教科书和工具书相比，本书具有以下特点。

- 直接指出天线问题所包含的基本物理概念和数学原理，将天线单元和天线阵列两者紧密联系起来，试图帮助读者从整体上形成“通用分析理论”的概念，而不再将单元与阵列孤立地分开学习。这样的写法和安排，为后续章节中用矩量法进行天线的辅助设计打下理论基础。

- 更注重物理概念的解释，尽量避免出现过于复杂的数学推导，尝试改变初学者对天线课程“全是公式和符号”的认识，所有基础概念均用自己的语言重新组织、提炼和扩展，同时尽可能引入直观的应用实例进行类比，增加学习兴趣，便于读者理解和提高自学效率；对于一些为人所熟知的结论、方法、图表和现成的数学推导过程，则直接给出相关结论和参考文献，或将其安排在附录中供读者查阅，既避免与现有教科书、工具书的简单重复，又试图帮助读者掌握查找资料的方法。

- 紧密结合科研实践和国际前沿研究动态，仿效专著的写作风格，引入实践案例，用两章的篇幅分别介绍了微带天线的设计与应用，以及过去一般书籍中着墨不多的“小型平面超宽带天线”的设计原理，两章内容约占全书篇幅的三分之一，并提供了近年来国际上前沿

研究文献的出处，帮助读者形成对各类平面天线设计的感性认识。

● 全书一直在试图介绍一种“手脑并用”的学习方法，因此动手实践的内容占了较多的篇幅，既详细介绍了天线的计算机辅助设计技术、天线测量的基本原理和技术，又借鉴工具书的写作特点，结合工程经验和教学实践，自编了3个常规实验室条件下容易实现的基础实验，尝试把理论分析、软件仿真与硬件实验紧密结合在一起，启发读者将数理概念更好地与工程实例联系起来，实现理论与实践的相互促进。

全书内容编排如下。

第1章首先从静态场方程、达朗贝尔方程和亥姆霍兹方程入手，通过静态场与波动场的类比，导出波动和辐射的基本概念，接着从电基本振子、亥姆霍兹定理和坡印廷定理出发，进一步挖掘辐射的产生机理，继而推导出点源阵列、均匀直线阵列的辐射以及天线阵列的基础概念和重要定理，不再孤立地介绍“单元”和“阵列”的理论。

第2章介绍天线的基本概念、性能参数和实用知识，采用“黑盒法”定量地介绍天线参数的相关概念，在此基础上导出 Friis 传输公式及其应用。

第3章从对称振子天线入手，通过介绍对称振子的理论及其平衡馈电技术，导出振子天线的各种变形并充分列举相应的实例，进而导出巴比涅原理和缝隙天线、拉姆塞原理和非频变天线等重要而常用的基本原理与天线种类。

第4章介绍微带天线的工作原理及设计技术，包括微带天线的近似模型和基本分析方法、各种性能微带天线的馈电与设计技术，包括宽频带、多频带和圆极化设计等，最后列举了若干微带天线阵列的简单例子。

第5章结合作者近年来的科研实践，分别从频域和时域的不同角度，介绍了小型平面超宽带天线的研究与设计方法，包括平面超宽带天线设计、带阻特性超宽带天线的设计、超宽带天线的时域传输与脉冲保真度特性，这也是本书区别于常规天线书籍的特色内容之一。

第6章介绍天线 CAD 原理、设计方法，主要内容包括矩量法的基本原理介绍、IE3D 软件的功能介绍和基本的操作实例。

第7章介绍天线测量的基本概念和技术，包括天线的测试场地、矢量网络分析仪的原理、天线基本性能参数的测量方法等。

第8章是实验和操作，通过3个自编的基础实验，介绍天线和微波工程中的基本实验技术，向读者展示如何将 CAD 手段与硬件实验结合起来，以让掌握天线的基本设计和测试流程。

附录给出了常用的数学公式和必要的推导、工程常用的材料和金属波导参数等，每章都附有详细的参考文献供读者查阅。本书假设读者已经具备高等数学、普通物理、数学物理方法、电磁场和电磁波理论以及微波技术的基本知识，主要面向通信类专业的本科生和研究生、基层天线和微波工程技术人员以及具有一定数理基础的读者，也可供电子、雷达等相关专业的研究人员作为参考书。熟悉经典电磁学理论的读者，可跳过第1章、直接阅读天线部分的内容；对于已有一定科研经历和实践经验的研究者与工程师，建议也可以从第3章开始阅读；当然，读者还可以根据自己的兴趣、课题方向或项目研究内容，有选择地阅读相应的章节。无论如何，作者总是希望本书的不同读者群体，都能从书中的相应章节获取到他们所希望得到的专业知识和有益结论。

考虑到本书需要满足基层教学的要求，本着“启发式教学”和“深入浅出”的基本准则，

作者在前3章（天线的基础知识和原理部分）的相应小节中插入了批注式的思考、类比或提示，每章的最末增加了“补充与扩展”（均用“*”号标注）的内容，共计编排了22道思考题供读者参考和练习，以便能更直观地理解相关原理，提高自学效率，加深对基本概念的理解，进而引发更深层次的思考。对于内容跨度较大、实践性和工程性较强的第4至第8章，笔者同样结合科研实践，编排了14道综合性较强的习题，统一附于第8章的末尾，供读者练习和体会，深化对基本概念的理解。对于笔者没有深入实践过的内容，本书仅略加提示或尽可能给出详细的参考文献，供读者按图索骥而不再展开叙述。为了方便读者阅读、理解和记忆，笔者已把部分相对重要的结论以黑体字或着重号标出。本书可用作通信类专业高年级本科生或低年级硕士研究生的天线课程（或其他相关专业课程）教材，教师可根据实际情况和需要进行选择和压缩，建议其中的实验环节不少于6学时，振子天线的实验内容还可以适当增加。第8章最末的14道综合性习题，既可供读者练习和实践、检验自学效果，又可供授课教师根据实际教学需要，作为“课程大作业”（project）来选用、扩展和参考。

南京邮电大学吕文俊教授撰写了除第6章6.1、6.3、6.4节（这3节的内容与附录G由福建工程学院何华斌老师撰写）以外的所有章节，全书由吕文俊教授统一整理和定稿。南京邮电大学曹伟教授、薄亚明教授和徐立勤副教授审阅了全部书稿并对作者进行了反复的指导，指出了原稿中的不少错误、疏漏和写法上存在的问题，提出了大量宝贵的批评和改进意见，笔者在此对他们致以衷心的感谢；还要特别感谢长期在生活 and 工作中默默支持和帮助笔者的所有亲人、师友和学生，他们的支持是笔者多年来克服重重困难、坚持完成本书写作的动力源泉。本书的出版还受到国家自然科学基金（61001079）、教育部“新世纪优秀人才支持计划”项目（NCET-12-0739）、江苏省“六大人才高峰”项目和江苏省高校自然科学研究重大项目（13KJA510002）的资助，特此致谢。然而，由于笔者才疏学浅、能力有限，尽管经过十余年的积累和努力，已对书稿内容进行了反复斟酌和改进，疏漏和错误仍然在所难免，谨希望读者不吝指出、加以批评与鞭策，同时谨盼能以此拙作抛砖引玉，引出更多同行专家的真知灼见。

第一作者简介

吕文俊，1978 年生于广东省江门市。2006 年 10 月研究生毕业于南京邮电大学电磁场与微波技术专业、获工学博士学位后留校任教，历任讲师、副教授；现为南京邮电大学通信技术研究所教授、研究生导师，教育部“新世纪优秀人才支持计划”获得者，全国优秀博士学位论文提名奖和江苏省优秀博士学位论文奖获得者，江苏省 333 人才工程培养对象，江苏省“青蓝工程”优秀青年骨干教师培养对象，江苏省科学技术进步二等奖和中国电子学会电子信息科学技术二等奖获得者，国际电信联盟无线电通信局（ITU-R）第三研究组（SG3）中国专家组成员。目前主持和完成国家自然科学基金、国家重大科技专项、教育部博士点基金、毫米波国家重点实验室开放课题等各类科研和教研项目十多项，另外作为技术骨干参与和完成“973”、国家自然科学基金等十余项科研项目；申请国家专利 20 项（已授权发明专利 9 项）；在 IEEE Trans. Antennas & Propagation, IEEE Microwave & Wireless Component Letters, IEEE Antennas & Wireless Propagation Letters, IET Microwaves, Antennas & Propagation, Electronics Letters 等国内外刊物和会议上发表论文 70 余篇（SCI 检索 20 余篇），已见他人引用超过 500 次（单篇论文他引最高达 115 次），出版译著《超宽带（UWB）天线原理与设计》；担任 IEEE Antennas & Wireless Propagation Letters, Electronics Letters, IET Microwaves, Antennas & Propagation 等多种专业刊物与国际学术会议的审稿人；一直从事工程数学、电磁场、微波和天线技术的教学和科研工作，主讲《电磁场数学方法》、《电磁场与电磁波理论》、《微波电路 EDA》、《移动通信中的天馈技术与应用》等课程，对小型超宽带天线进行了深入的研究。

目 录

第 1 章 电磁辐射的基本原理	1
1.0 本章导读	1
1.1 波动方程与静态场方程的类比	1
1.2 场与源的关系	3
1.3 电基本振子的辐射	4
1.4 天线辐射机理的进一步分析	9
1.5 天线阵列的基本知识	12
1.5.1 理想点源与二元点源 阵列	12
1.5.2 均匀直线阵与方向图 相乘定理	16
1.6 本章小结	17
第 2 章 天线的特性参数	20
2.0 本章导读	20
2.1 预备知识——从传输线到天线	20
2.2 天线的电路特性参数	22
2.2.1 输入阻抗	22
2.2.2 反射系数与驻波比	22
2.3 天线的辐射特性参数	23
2.3.1 方向图与波束宽度	23
2.3.2 天线的方向性系数	24
2.3.3 天线的效率	26
2.3.4 天线的增益系数	27
2.3.5 天线的有效口径	28
2.3.6 天线的极化	29
2.3.7 天线的带宽	31
2.3.8 其他常用的天线参数	32
2.4 工程实例	32
2.5 Friis 公式及其应用	34
2.6 本章小结	36
第 3 章 对称振子天线及其 演化	38
3.0 本章导读	38
3.1 振子天线的原理与设计	38
3.1.1 对称振子的电流分布与辐 射场	38
3.1.2 对称振子的平衡馈电 技术	43
3.1.3 振子天线的变形种类	49
3.2 缝隙天线的原理与设计	57
3.2.1 巴比涅原理	57
3.2.2 缝隙天线	58
3.3 宽频带与非频变天线的原理与 设计	60
3.3.1 拉姆塞原理	60
3.3.2 几种重要而常用的非频变 天线	61
3.4 本章小结	70
第 4 章 微带与印刷天线的 原理与设计	76
4.0 本章导读	76
4.1 传输线模型分析方法	76
4.2 空腔模型分析方法	79
4.3 常用的微带天线馈电技术	87

4.3.1 微带线边馈	87	6.0 本章导读	136
4.3.2 微带线电磁耦合馈电	87	6.1 电磁场数值计算方法简介	137
4.3.3 孔耦合馈电	88	6.2 矩量法的基本原理	137
4.3.4 同轴线馈电	89	6.2.1 矩量法的泛函理论 基础	138
4.4 微带天线的宽带设计技术	89	6.2.2 矩量法求解问题的基本 步骤	139
4.5 微带天线的多频设计技术	93	6.3 采用矩量法分析线天线	140
4.6 微带天线的圆极化设计技术	97	6.3.1 单根天线的分析	140
4.7 微带天线阵列简介	99	6.3.2 天线阵列的分析	145
4.7.1 串联馈电的微带天线 阵列	99	6.4 矩量法的程序实现与算例	146
4.7.2 并联馈电的微带天线 阵列	101	6.4.1 半波振子天线的矩量法 分析	146
4.7.3 微带天线面阵	103	6.4.2 八木天线的矩量法 分析	147
4.8 微带天线新工艺和新技术 简介	104	6.5 IE3D 软件简介	148
4.9 本章小结	104	6.6 IE3D 的应用举例——微带分 支线电桥的设计	154
第 5 章 小型平面超宽带天线的 设计技术	111	6.7 本章小结	160
5.0 本章导读	111	第 7 章 天线测量的基本原理 与技术	161
5.1 小型平面超宽带天线单元的 设计	112	7.0 本章导读	161
5.2 小型带阻特性平面超宽带 天线的设计技术	118	7.1 概述	162
5.2.1 在天线辐射单元中引 入窄带谐振结构	118	7.1.1 天线测量的基本概念	162
5.2.2 在调谐枝节中引入窄 带谐振结构	119	7.1.2 测量场地	162
5.2.3 在馈线中引入窄带谐振 结构	121	7.2 天线阻抗特性的测量	163
5.2.4 采用分形结构	121	7.2.1 矢量网络分析仪的基 本工作原理	163
5.2.5 采用电调谐振器技术	122	7.2.2 天线的输入阻抗测量	165
5.3 超宽带天线时域特性的初步 研究	123	7.3 天线远场幅度方向图的测量	165
5.4 本章小结	130	7.3.1 喇叭天线的设计原理	165
第 6 章 天线的计算机辅助设 计原理与技术	136	7.3.2 天线远场幅度方向图的 测量	167
		7.4 天线增益的测量	168
		7.4.1 绝对法	168
		7.4.2 双天线比较法	168
		7.5 天线极化特性的测量	169

7.6 本章小结.....	170	附录 C 常用标准波导尺寸数 据表.....	205
第 8 章 基础实验与操作	172	附录 D 常用平面传输线的相关 计算公式.....	208
8.0 本章导读.....	172	附录 E 常用的电子资源.....	216
8.1 常见集中参数元件的射频 特性检测.....	172	附录 F 广义阻抗矩阵元素的 推导与证明.....	217
8.2 振子天线性能参数的测量.....	177	附录 G 线天线的矩量法分析 程序.....	219
8.2.1 半波振子的阻抗特性与 辐射特性测量.....	177	附录 H 无线电频段划分.....	226
8.2.2 八木天线方向图的 测量.....	178	后记.....	227
8.3 微带贴片天线的计算机辅助 设计.....	179	缩略语.....	229
8.4 本章小结.....	189		
附录 A 常用的数学公式.....	192		
附录 B 常见介质和金属材料 特性 ^[B.1]	203		

第 1 章

电磁辐射的基本原理

1.0 本章导读

如图 1.0 所示, 本章首先采用类比的方法, 导出“源”与“场”的关系, 进而给出辐射的基本定义并推导出电基本振子的辐射特性, 继而结合亥姆霍兹定理和坡印廷定理, 进一步分析辐射的物理本质, 最后介绍理想点源和天线阵列的相关概念和定理。

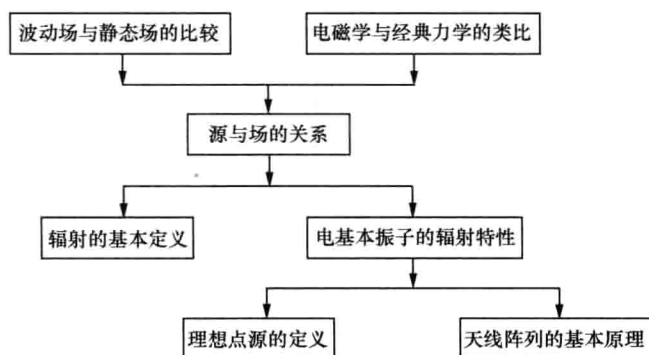


图 1.0 本章知识点编排

1.1 波动方程与静态场方程的类比

简单而言, “场”(field) 可以被理解为物质在空间中产生的分布状态。根据上述直观定义, 这种物质分布状态应该是关于空间坐标的一维或多维函数, 而且它既可能是随时间变化的, 也可能是不随时间变化的。因此, 在数学上可以借助一元/多元函数和常/偏微分方程, 分别描述各种“场”的基本性质及其运动状态。本书所要讨论的电磁场(Electro-Magnetic Field, EMF), 就是“场”的一种特例。从电磁场的基本理论可知, 静态场和恒稳电流场的位函数满足泊松(Poisson)方程^[1], 在无源区内则满足拉普拉斯(Laplace)方程:

$$\begin{aligned}\nabla^2\varphi &= -\frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla^2\vec{A} &= -\mu_0\vec{J}\end{aligned}\quad (1-1)$$

而波动场的动态位函数则满足达朗贝尔 (D'Alembert) 方程:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \bar{A} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} &= -\mu_0 \bar{J} \\ \nabla^2 \phi - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} &= -\frac{\rho}{\epsilon} \end{aligned} \tag{1-2}$$

对于满足时谐规律的达朗贝尔方程, 即 $\bar{A}(t) = \text{Re}(\bar{A}e^{j\omega t}), \phi(t) = \text{Re}(\phi e^{j\omega t})$ 的情况下, 如果施行关于时间 t 的傅里叶变换 (Fourier Transform, FT), 即可将其从时域 (Time Domain, TD) 变换至频域 (Frequency Domain, FD), 从而得到亥姆霍兹 (Helmholtz) 方程:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \dot{\bar{A}} + k^2 \dot{\bar{A}} &= -\mu_0 \dot{\bar{J}} \\ \nabla^2 \dot{\phi} + k^2 \dot{\phi} &= -\frac{\dot{\rho}}{\epsilon} \end{aligned} \tag{1-3}$$

其中 $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} = 2\pi / \lambda$, $\omega = 2\pi f$ 为角频率, $\dot{\phi}, \dot{\bar{A}}$ 分别是标量电位和矢量磁位的复振幅形式。亥姆霍兹方程是对达朗贝尔方程施行了关于时间变量 t 的傅里叶变换后所得的结果。换言之, 亥姆霍兹方程可以视作达朗贝尔方程的复振幅形式, 它描述的是以某个角频率波动的电磁场所形成的空间分布。

泊松方程、达朗贝尔方程和亥姆霍兹方程都是偏微分方程。根据偏微分方程的判别和分类方法^[2], 可以根据其判别式 (或判别矩阵的特征值) 将其分成双曲型偏微分方程 (多用于描述物质的运动状态或动态分布, 如“波动状态”)、抛物型偏微分方程 (多用于描述物质的运动状态或动态分布, 如“扩散状态”) 和椭圆型偏微分方程 (多用于表征物质的静止或稳态分布状态) 等不同类型。

根据常见偏微分方程的分类方法、基本特点和物理意义, 易知泊松 (或拉普拉斯) 方程和亥姆霍兹方程是椭圆型偏微分方程, 而达朗贝尔方程是双曲型偏微分方程。从数学物理方程的角度来看, 椭圆型的泊松方程或拉普拉斯方程不含时间变量, 其解表征不随时间变化的稳态场 (静电场或直流场) 分布, 意味着场的能量是稳定分布在一定空间中的, 并不对外传播 (完全静止或维持内部动态平衡的状态); 双曲型的达朗贝尔方程含有时间 t 的变量, 其解表征随时间 t 变化的波动场, 也就是所谓的“交变场”、“交流场”或“动态场”; 满足时谐关系的情况下, 通过施行对时间变量 t 的傅里叶变换后, 可以将双曲型的达朗贝尔方程变成椭圆型的亥姆霍兹方程, 这个傅里叶变换的过程表明: 静态场与动态场之间应该具有非常类似的空间分布。

***思考与类比** 为了方便理解各种场与运动状态之间的关系, 只需将静电场、直流场和正弦波动场 (时谐场) 分别与经典力学中 3 种最简单的运动状态对应起来、进行类比即可^[3]: 静电场类似“绝对静止”状态; 直流场类似“匀速直线运动”, 即“相对静止”状态; 时谐场则类似“匀速圆周运动”, 也就是最简单的“匀变速运动”。

在日常生活中, 类似的直观例子也是很多的。这里不妨以水面高度变化的例子、打一个不太恰当的比方来简单说明: 盖上的、盛满水的水缸 (封闭环境, 意味着与外界没有能量交换), 水面高度总是保持不变, 相当于“绝对静止”的“静态场”, 有点类似静电场; 储水池的水面高度, 由于注入量和流出量达到动态平衡, 水面高度似乎没有变化 (或在一段时间内变化很小、可以忽略不计), 相当于“相对静止”的“稳态场”, 类似于直流或恒稳场; 海浪和潮汐引起水面高度随时间作有规律变化, 相当于“运动”的“波动场”, 类似于时谐或交变场。

1.2 场与源的关系

根据时谐规律达朗贝尔方程的形式, 结合微分方程基本理论, 可知达朗贝尔方程在直角坐标下的解是一族指数函数(或三角函数)的组合, 对应的解为平面波函数族。但是, 这仅仅说明了位函数和场函数满足时谐变化的规律, 还不足以说明“源”的分布和“场”之间的具体关系。为了更直观地说明这种关系, 还是从波动方程直接入手, 通过“类比”找到动态位函数与源分布的关系。为此, 首先要回顾静态场和稳态场位函数的表达式。

静电场中的位函数满足泊松方程:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1-4)$$

点电荷的电位表达式为:

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r} \quad (1-5)$$

离散电荷的电位(对于真空和线性媒质, 可写成线性叠加的级数形式):

$$\varphi = \sum_i \frac{q_i}{4\pi\varepsilon_0 r_i} \quad (1-6)$$

连续电荷的电位(积分):

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int_{V'} \frac{q}{r} dV' \quad (1-7)$$

稳态场中的位函数同样满足泊松方程:

$$\nabla^2 \bar{A} = -\mu_0 \bar{J} \quad (1-8)$$

体电流的面密度分布:

$$\bar{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \frac{\bar{J}}{r} dV' \quad (1-9)$$

面电流的线密度分布:

$$\bar{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{l'} \frac{\bar{J}}{r} dl' \quad (1-10)$$

前一节已经指出, 可以通过时域—频域傅里叶变换的办法, 求得某个特定时刻的电磁场分布, 那就同时意味着, 可以假定波动场(其位函数满足达朗贝尔方程)能在某个时刻“停下来”, 以便将其作为静态场那样研究。然而, 波动场毕竟是运动的, 也就是说, 在任一时刻, 观察点的场总是比源点的场滞后 $\frac{r}{c}$ (其中 r 为源点到场点的矢径长度, c 为真空中的光速) 时刻。因此需要在式(1-5)至式(1-10)所示静态/稳态场表达式的源函数中, 相应地引入一个“时间滞后因子” $\left(t - \frac{r}{c}\right)$ 。只要在源函数中引入上述宗量, 就能得到如式(1-11)所示的动态位函数, 同时也说明了观察点的场总是比源点滞后, 这样的位函数又被称为“滞后位”(retarded potential)。

$$\begin{aligned}\bar{A} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \frac{\bar{J}\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r} dV' \\ \varphi &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\rho\left(t - \frac{r}{c}\right)}{r} dV'\end{aligned}\tag{1-11}$$

对于满足正弦规律的时谐波动场，即 $\rho(t) = \text{Re}(\rho e^{j\omega t})$ ， $\bar{J}(t) = \text{Re}(\bar{J} e^{j\omega t})$ ，有：

$$\begin{aligned}\bar{A} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \frac{\bar{J}}{r} e^{j\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)} dV' \\ \varphi &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\rho}{r} e^{j\omega\left(t - \frac{r}{c}\right)} dV'\end{aligned}\tag{1-12}$$

对时间 t 作傅里叶变换、去掉时谐因子，时域量均转化为频域量，时间上的滞后因子也随之转化为复振幅中的相位信息，由此就得到如式 (1-13) 所示的复振幅形式的位函数，其中的波数 $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ 。

$$\begin{aligned}\dot{\bar{A}} &= \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{V'} \frac{\dot{\bar{J}}}{r} e^{-jkr} dV' \\ \dot{\varphi} &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V'} \frac{\dot{\rho}}{r} e^{-jkr} dV'\end{aligned}\tag{1-13}$$

通过以上的类比，导出了动态位函数与源分布之间的关系式。可见，波动场的位函数与静态场的位函数分布在形式上是一致的。一旦知道了空间内的源分布（电荷、电流或者等效的磁流），就可以比较容易地推导出动态位函数，然后可以根据洛伦兹规范（Lorentz's Gauge）和麦克斯韦方程组（Maxwell Equations），计算出空间中的电磁场分布。通过上面的分析还可知，只要空间中存在时变的源（电流、电荷或者虚拟的“磁流”），无论其时变频率的高低，总会相应地形成交变电磁场分布。这种在空间中随着时间变化的电磁场，其中就包含了以“辐射”（radiation）形式存在的自由电磁波。换言之，以“波动”形式存在的电磁场（物质），其可能的运动方式和存在状态之一就是“辐射”，后续章节将进一步定量探讨辐射的具体机理。

1.3 电基本振子的辐射

前一节已经指出了辐射的基本概念。为了方便定量地讨论辐射的物理本质，不妨选取结构最简单、长度极小的理想时变电流元作为研究对象，其一般物理模型可以描述如下：长度 Δl 远远小于其工作波长 λ ，其上载有振幅为 I 、满足时谐变化规律的交变电流，且没有欧姆损耗的电流元。由于尺寸足够小、远远小于工作波长，电流元上的电流分布幅度可以视作是均匀的。由于这个模型中产生辐射的“源头”是电流分布，因此通常又把这样的电流源称为“电基本振子”（或“电偶极子”，electric dipole，在多数不严格的情况下也可简写为 dipole），它是一类结构最简单的天线^[4]（antenna。更严格的说法是“电型天线”，即 electric antenna）。一

般情况下, 绝大多数常规天线均可以分解成很多个这样的“基本单元”来进行分析。也就是说, 如果要求解任意一个复杂天线的远场辐射特性, 可以考虑首先将其剖分成很多个电基本振子来分析, 只要能够分别求出这些复振幅不同的电基本振子产生的电磁场, 最后再进行矢量叠加, 即可得到待求天线的真实辐射特性。基于这个思想, 分析任意天线辐射场的问题, 进一步被转化为求解电基本振子辐射场的问题。

求解电基本振子辐射场的过程, 主要包括以下步骤:

(1) 确定模型和坐标系; (2) 根据电基本振子上的电流分布 I , 推算出其产生的辅助位函数 \vec{A} ; (3) 利用辅助位函数与场函数的关系, 推知电场 \vec{E} 和磁场 \vec{H} 的分布。

根据上述思路, 首先如图 1.1 所示, 建立相应的坐标系和数学模型。为了简单起见, 假设电基本振子放置在真空中, 且不考虑热损耗 (系统无阻尼), 进而假定电基本振子上的电流沿 +z 轴方向流动, 幅度已知且随时间作余弦变化, 即:

$$I = I_m \cos \omega t$$

为了便于运算, 通常将其写成复振幅的形式:

$$\dot{I} = \dot{I}_m \operatorname{Re}(e^{j\omega t}) \quad (1-14)$$

因此不难得到矢量磁位的表达式 (复振幅形式, 下同):

$$\dot{\vec{A}} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Delta l} \frac{\dot{I}_m e^{-jkr}}{r} d\vec{l} \quad (1-15)$$

由于 Δl 远远小于工作波长 λ , 因此上式可以进一步简化成:

$$\dot{\vec{A}} = \vec{z} \frac{\mu_0 \dot{I}_m}{4\pi r} e^{-jkr} \Delta l \quad (1-16)$$

根据球坐标和直角坐标的变换关系, 可得:

$$\begin{aligned} \dot{A}_r &= A \cos \theta = \frac{\mu_0 \dot{I}_m}{4\pi r} e^{-jkr} \Delta l \cos \theta \\ \dot{A}_\theta &= -A \sin \theta = -\frac{\mu_0 \dot{I}_m}{4\pi r} e^{-jkr} \Delta l \sin \theta \\ \dot{A}_\varphi &= 0 \end{aligned} \quad (1-17)$$

由此可以根据矢量位与磁场强度的关系, 求出磁场 \vec{H} :

$$\dot{\vec{H}} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \dot{\vec{A}} \quad (1-18)$$

根据球坐标下的旋度定义 (参见附录 A), 可知:

$$\nabla \times \dot{\vec{A}} = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \begin{vmatrix} \vec{e}_r & r\vec{e}_\theta & r \sin \theta \vec{e}_\varphi \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \dot{A}_r & r\dot{A}_\theta & r \sin \theta \dot{A}_\varphi \end{vmatrix} \quad (1-19)$$

按照上述定义展开即有:

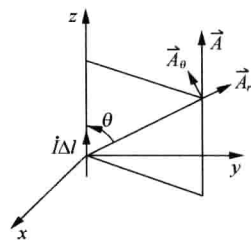


图 1.1 电基本振子的物理模型与坐标系

$$\begin{aligned}
 \dot{H}_r = \dot{H}_\theta &= 0 \\
 \dot{H}_\varphi &= \frac{r \sin \theta}{\mu_0 r^2 \sin \theta} \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} \\ A_r & rA_\theta \end{vmatrix} \\
 &= \frac{1}{\mu_0 r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{\mu_0 \dot{I}_m}{4\pi r} \cdot r e^{-jkr} \Delta l \sin \theta \right) - \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\mu_0 \dot{I}_m}{4\pi r} e^{-jkr} \Delta l \cos \theta \right) \right] \\
 &= \frac{jk \dot{I}_m \Delta l}{4\pi r} e^{-jkr} \sin \theta + \frac{\dot{I}_m \Delta l}{4\pi r^2} e^{-jkr} \sin \theta \\
 &= \frac{\dot{I}_m \Delta l}{4\pi} e^{-jkr} \sin \theta \left(\frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right)
 \end{aligned} \tag{1-20}$$

对于电场分量，可以进一步地根据麦克斯韦方程组（Maxwell Equations）求解：

$$\dot{\vec{E}} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0} \nabla \times \dot{\vec{H}} = \frac{1}{j\omega\epsilon_0 r^2 \sin \theta} \begin{vmatrix} \bar{e}_r & r\bar{e}_\theta & r \sin \theta \bar{e}_\varphi \\ \frac{\partial}{\partial r} & \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \dot{H}_r & r\dot{H}_\theta & r \sin \theta \dot{H}_\varphi \end{vmatrix} \tag{1-21}$$

展开推得：

$$\begin{aligned}
 \dot{E}_r &= \frac{\dot{I}_m \Delta l}{2\pi\omega\epsilon_0} \left(\frac{k}{r^2} - \frac{j}{r^3} \right) e^{-jkr} \cos \theta \\
 \dot{E}_\theta &= \frac{\dot{I}_m \Delta l}{4\pi\omega\epsilon_0} \left(\frac{jk^2}{r} + \frac{k}{r^2} - \frac{j}{r^3} \right) e^{-jkr} \sin \theta \\
 \dot{E}_\varphi &= 0
 \end{aligned} \tag{1-22}$$

由观察式 (1-20) 和式 (1-22) 可见，垂直放置在 z 轴上的电基本振子，产生的场分布存在 3 个分量： \bar{E}_r 、 \bar{E}_θ 和 \bar{H}_φ ，其电、磁场分量是相互正交的。根据上述表达式，可以进一步分析和讨论电基本振子的物理性质。

近区场（Near Field, NF）：也就是满足条件 $kr \ll 1$ 那部分区域中的场，此时， r 的倒数高次幂项（主要是倒数立方项）的幅度占绝对优势，也就意味着可以忽略倒数项，或同时忽略倒数项与倒数平方项的影响，再加上 $e^{-jkr} \rightarrow 1$ ，于是场分布可以简写成：

$$\begin{cases} \dot{E}_r = -j \frac{\dot{I}_m \Delta l}{2\pi\omega\epsilon_0 r^3} \cos \theta \\ \dot{E}_\theta = -j \frac{\dot{I}_m \Delta l}{4\pi\omega\epsilon_0 r^3} \sin \theta \\ \dot{H}_\varphi = \frac{\dot{I}_m \Delta l}{4\pi r^2} \sin \theta \end{cases} \tag{1-23}$$

从上述公式可见，近区场中的电场分量与磁场分量垂直，且时间相位差为 90° ，因此其叉积 ($\bar{E} \times \bar{H}$) 为纯虚数（实部为 0）。根据坡印廷（Poynting）定理，这就意味着传播方向 r 上不存在能量的传输，能量将以电抗（这里是容抗）的形式储存在振子附近。故近区场一般

又被称为“感应场”或“储能场”，其电场分量与静电偶极对的场非常相似，磁场分量则与恒稳电流元产生的磁场类同。由于电场与距离倒数的立方成正比，加之在传播方向 r 上基本没有能量的传播（完全忽略倒数项和倒数平方项的情况），这就说明电磁场的幅度随着距离的增加衰减很快。

根据电流和电荷的关系，可以把电基本振子的电场类比地写成静电偶极对电场的形式，其中 $\dot{p}_e = \dot{q}_e \Delta l = \frac{j \Delta l}{j \omega}$ 为复振幅形式的电偶极矩：

$$\begin{aligned} I &= \frac{dq_e}{dt} \Rightarrow \dot{I} = j \omega \dot{q}_e \\ \Rightarrow \dot{E} &= \frac{\dot{q}_e \Delta l}{4 \pi \epsilon_0} \left(\bar{e}_r \frac{2 \cos \theta}{r^3} + \bar{e}_\theta \frac{\sin \theta}{r^3} \right) \\ &= \frac{\dot{p}_e}{4 \pi \epsilon_0} \left(\bar{e}_r \frac{2 \cos \theta}{r^3} + \bar{e}_\theta \frac{\sin \theta}{r^3} \right) \end{aligned} \quad (1-24)$$

远区场 (Far Field, FF)：顾名思义，就是满足 $kr \gg 1$ 区域中的场。这时的电磁场分量中，矢径 r 的倒数高次幂项衰减很快，远远快于 r 的倒数项，因此在远区场中， r 的倒数项成为主导分量，其他分量可以忽略。于是电磁场分量可以写成：

$$\begin{aligned} \dot{E}_\theta &= j \frac{\dot{I}_m \Delta l k^2}{4 \pi \omega \epsilon_0 r} e^{-jkr} \sin \theta = j \frac{\dot{I}_m \Delta l k}{2 \omega \epsilon_0 \lambda r} e^{-jkr} \sin \theta \\ &= j \frac{\dot{I}_m \Delta l k}{2 \omega \epsilon_0 \lambda r} e^{-jkr} F(\theta) \end{aligned} \quad (1-25)$$

$$\dot{H}_\phi = \frac{jk \dot{I}_m \Delta l}{4 \pi r} e^{-jkr} \sin \theta = j \frac{\dot{I}_m \Delta l}{2 \lambda r} e^{-jkr} \sin \theta \quad (1-26)$$

可见在远区场内， \bar{E} 和 \bar{H} 时间相位相同、相互正交，且均垂直于传播方向 r 。因此，在传播方向 r 上，电场和磁场的叉积 ($\bar{E} \times \bar{H}$) 将是一个实数，说明存在能量的传播；场仅与矢径 r 的倒数成正比，表明电场幅度随着距离的增加下降得较缓慢，于是电磁场能够以“辐射”的形式传播到较远的地方。由此可以进一步定义以下几个概念。

(1) 自由空间中的本征波阻抗 (intrinsic impedance in free space)

$$\eta = \frac{\dot{E}_\theta}{\dot{H}_\phi} = \frac{k}{\omega \epsilon_0} = \frac{\omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}{\omega \epsilon_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120 \pi \Omega \approx 377 \Omega \quad (1-27)$$

不同的媒质中，波阻抗的数值会有所不同；如果某种媒质中 \bar{E} 和 \bar{H} 不同相，波阻抗将是一个复数。

(2) 辐射功率 (radiation power)

为了计算辐射功率，可以选取一个足够大、任意形状的有向封闭曲面，然后求解坡印廷矢量的时间平均值 \bar{S}_{av} 在该封闭曲面上的积分。通常考虑到简化计算过程，可以不失一般性地取一个半径 r 足够大的球面 S 进行求解。

$$\begin{aligned} P_r &= \oint_S \bar{S}_{av} d\bar{S} \\ &= \frac{1}{2} \oint_S \operatorname{Re}(\dot{E} \times \dot{H}^*) d\bar{S} \end{aligned}$$