

超 高 頻 天 綫

苏 联 A. 3. 爱 金 堡 著

畢德显 保鐸 蔡希堯 徐越彥 譯

人 民 郵 電 出 版 社

Г. З. АЙЗЕНБЕРГ
АНТЕННЫ УЛЬТРАКОРОТКИХ
ВОЛН

СВЯЗЬИЗДАТ МОСКВА 1957

內 容 提 要

本书所講述的各种天綫，大部分是适用于超高频接力通信用的天綫，目前我国正在开始发展超高频接力多路通信，因此我們翻譯出版这本书，以适应从事于这方面的工作同志的需要。

本书詳細地討論了超高频天綫的基本理論，講述了喇叭天綫、透鏡天綫、拋物面天綫、角形天綫、縫隙天綫、介質天綫、引向天綫和螺旋天綫的設計数据和特点，对于潛望天綫系統也作了詳細的分析。

本书是供架設超高频天綫的工程师閱讀的，对于天綫研究人員和大学无綫电系师生也有参考价值。

DT34/14
超 高 频 天 綫

著 者：苏联 А. З. 爱 金 堡

譯 者：毕德显 保錚 蔡希尧 徐越彦

出版者：人 民 邮 电 出 版 社

北京东四六条13号

(北京市書刊出版業營業許可証出字第〇四八号)

印刷者：北 京 市 印 刷 一 厂

发行者：新 华 书 店

开本 850×1168 1/32

1961年11月北京第一版

印张 21 28/32 頁数 700

1961年11月北京第一次印刷

印刷字数 587,000 字

印数 1—5,150 册

統一书号：15045·总1165-无309

定 价：(11)4.40元

前 言

本書是超高頻天綫和饋綫專論的第一部分。書中敘述了能量傳輸綫的一般理論，也敘述了天綫的一般理論、技術數據與工程計算方法。對於用在通信上的天綫，特別是厘米波和分米波微波電路中的天綫給予了特別注意。

準備在第二部分里研究天綫的調諧、饋電、匹配、轉接及多頻率運用等問題。為了敘述的完整，在第一部分里援引了一些波導激勵問題的材料。在第二部分里也將引用另外的天綫（皺紋天綫，根據給定的方向圖設計鏡天綫等等）材料。

本專論的讀者對象是在天綫架設方面工作的工程師。

在本書第一部分里主要是採用科學技術期刊上的材料，也有一些是未曾發表過的數據。

除第 19 和 22 兩章以外都是我自己寫的。第 19 章除了 § 8 和 § 9 兩節以外是 A. M. 包格拉斯寫的。第 22 章是我和 A. П. 愛波斯坦合寫的。

應當對 A. A. 皮斯特里闊爾斯表示感謝，他審閱了書稿並提出了一些寶貴意見。

感謝波波夫學會的天綫組和它的領導人 A. P. 沃尔皮爾特，他們討論了書稿，提出的寶貴意見在準備出版時都採納了。

特別感謝本書的編輯 A. M. 莫捷里，他在編輯書稿時作了許多工作。也應感謝 E. M. 巴巴楊、П. К. 奧立芬和 B. Г. 揚包里斯基，他們在編輯書稿的過程中給了著者幫助，感謝評論員 A. З. 夫拉金和 Г. Н. 克契爾熱夫斯基，他們提出了許多寶貴意見。

Г. З. 愛金堡

目 录

前 言

第一章 电磁場方程	1
§ 1.1. 麦克斯韋方程和連續性方程	1
§ 1.2. 波动方程	6
§ 1.3. 边界条件。列昂陶維奇边界条件	7
§ 1.4. 烏莫夫——波印廷定理	9
第二章 电磁波能量傳輸綫的一般理論	11
§ 2.1. 波的分类。分类的物理意义	11
§ 2.2. 把麦克斯韋方程和波动方程变换成便于研究引导波的形式	15
§ 2.3. 横电磁波 ($E_z = H_z = 0$)	17
§ 2.4. 电波和磁波	22
§ 2.5. 从布立倫概念来看上述結果的意义	26
第三章 金屬波导和同軸綫	30
§ 3.1. 矩形波导中場的分布	30
§ 3.2. 圓形波导中的 E 和 H 型波	40
§ 3.3. 波导壁上的电流	47
§ 3.4. 波导中的衰减	49
§ 3.5. 在有限長度波导中波的傳播	60
§ 3.6. 同軸綫中的波	65
第四章 介質波导和表面波傳輸綫	69
§ 4.1. 介質波导中的波型	69
§ 4.2. 在柱面坐标系里 E 和 H 分量的一般公式	70
§ 4.3. 介質波导内外电磁場分量的一般公式。边界条件的提出	70
§ 4.4. 在介質波导中不对称的波型 E_{nm} 和 H_{nm} 不可能独立存在	73
§ 4.5. 不对称波特性的分析	75
§ 4.6. 对称波的临界波和相速	83

§ 4.7. 内外空间的能量分配.....	85
§ 4.8. 介质波导中的衰减.....	88
§ 4.9. 结论.....	91
§ 4.10. 沿圆柱导体传播的表面波, 导体的导电率为有限值.....	92
§ 4.11. 沿涂有介质层的理想圆柱导体的表面波的传播.....	98
§ 4.12. 单导线上表面波的激励.....	103
第五章 辐射的基本理论。惠更斯——基尔霍夫原理	105
§ 5.1. 古典电动力学中的辐射过程.....	105
§ 5.2. 根据给定的源(电流和电荷)和根据给定的包围集中源的 表面上的场的分布来决定场.....	107
§ 5.3. 根据包围有源的体积表面上的电流和 $\vec{E}$ 、 $\vec{H}$ 的正切分量决 定场.....	117
§ 5.4. 包围源的表面上的电磁场与表面电流、表面电荷的等效性.....	119
§ 5.5. 表面上 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 分布的中断.....	120
第六章 基本电振子和磁振子的辐射	124
§ 6.1. 基本电振子的辐射.....	124
§ 6.2. 基本磁振子的辐射.....	130
§ 6.3. 基本磁振子的物理模型.....	130
§ 6.4. 基本缝隙振子的辐射。基本缝隙振子和基本磁振子的恒等 性.....	133
§ 6.5. 有电流和磁流的基本振子(惠更斯元).....	138
第七章 线振子的辐射	141
§ 7.1. 对称线电振子的方向图.....	141
§ 7.2. 对称电振子的辐射功率和辐射电阻.....	145
§ 7.3. 沿对称缝隙振子的电场强度(磁流)分佈.....	147
§ 7.4. 对称缝隙振子的方向性和辐射电阻.....	150
第八章 有效发射天线的制作方法和说明它的有效性的电参 数	151
§ 8.1. 有效发射天线的制作方法.....	151
§ 8.2. 说明发射天线有效性的电参数.....	157
§ 8.3. 半波振子和基本振子的参数.....	164
§ 8.4. 方向系数的近似计算.....	165

第九章 綫振子輻射系統	166
§ 9.1. 电振子	166
§ 9.2. 同相綫縫隙振子的輻射	172
§ 9.3. 感应电动势法和它在計算由綫振子組成的天綫时的应用	173
§ 9.4. 縫隙振子系統的感应輻射电导的計算	183
§ 9.5. 根据对方向圖的要求,用道里夫-切比雪夫(Дольф-Чебышев)法 設計由同相激励振子組成的天綫	186
第十章 行波綫天綫	199
§ 10.1. 工作原理	199
§ 10.2. 方向性	201
§ 10.3. 方向系数.天綫長度和相速之間的最佳关系	204
§ 10.4. 計算結果	213
第十一章 面天綫的輻射	218
§ 11.1. 輻射面的形狀	218
§ 11.2. 同相激励矩形平面的輻射	221
§ 11.3. 激励振幅按 $E = E_0 \cos\left(\frac{\pi y}{a}\right)$ 的規律变化时, 同相激励矩 形平面的輻射	225
§ 11.4. 同相均匀激励的圓面的輻射	225
§ 11.5. 激励不均匀的圓面的輻射	226
§ 11.6. 同相面天綫的主瓣和付瓣間的能量分配	227
§ 11.7. 相位畸变对面輻射的影响	232
§ 11.8. 同相面輻射公式表	242
第十二章 一般接收理論.分析接收天綫时互易原理的应用	243
§ 12.1. 接收的物理过程	243
§ 12.2. 互易原理应用到接收天綫特性的分析	244
§ 12.3. 接收天綫的等效电路.最大功率輸出的条件	247
§ 12.4. 应用互易原理分析接收用的电对称振子	248
§ 12.5. 說明接收天綫电特性的参数	249
§ 12.6. 用增益系数表示到达接收机輸入端的最大功率	250
§ 12.7. 接收天綫的吸收面积	250
第十三章 对称和不对称的电振子	252

§ 13.1.	对称振子	252
§ 13.2.	对称振子的电参数	262
§ 13.3.	有反射器或引向器的振子	272
§ 13.4.	有面反射器的振子	279
§ 13.5.	不对称振子	284
第十四章	靠近金属物体的振子的辐射	287
§ 14.1.	问题的提出	287
§ 14.2.	分析方法	288
§ 14.3.	椭圆坐标系	289
§ 14.4.	平面波在圆柱上的绕射	291
§ 14.5.	基本电振子的方向图公式。振子轴和柱体轴平行	296
§ 14.6.	基本电振子的方向图公式。振子轴在与柱体轴垂直的平面内	300
§ 14.7.	在圆柱体表面上的基本缝隙振子的方向图公式。振子轴在与柱体轴垂直的平面内	302
§ 14.8.	在圆柱体表面上的基本缝隙振子的方向图公式。振子轴和柱体轴平行	304
§ 14.9.	方向图的计算结果	306
§ 14.10.	应用所得结果计算有限长度振子的方向图	313
§ 14.11.	所得公式和图的应用范围	315
第十五章	波导口的辐射	319
§ 15.1.	概述	319
§ 15.2.	矩形波导的辐射	321
§ 15.3.	圆形截面波导口的辐射	325
§ 15.4.	波导的激励	329
第十六章	喇叭天线	332
§ 16.1.	工作原理。喇叭天线的型式	332
§ 16.2.	矩形截面喇叭的电磁场分布	333
§ 16.3.	方向性	342
§ 16.4.	方向系数和增益系数	352
§ 16.5.	用透镜校正喇叭口径上的相位畸变	357
§ 16.6.	复式喇叭天线	358

第十七章 透鏡天綫	358
§ 17.1. 光透鏡的工作原理和特性簡述.....	358
§ 17.2. 平行金屬片做成的加速式透鏡.....	362
§ 17.3. 平行金屬片做成的分区透鏡.....	367
§ 17.4. 平行金屬片透鏡的折射系数的選擇.....	369
§ 17.5. 平行金屬片透鏡天綫的方向圖和方向系数。天綫孔徑上的 振幅分佈.....	370
§ 17.6. 平行金屬片透鏡的通頻帶.....	375
§ 17.7. 平行金屬片透鏡的技术公差.....	379
§ 17.8. 人造介質減速式透鏡.....	382
§ 17.9. 金屬介質透鏡的輪廓。透鏡表面的反射。振幅的分佈。折射 系数的選擇.....	394
§ 17.10. 人造介質的分区透鏡.....	397
§ 17.11. 透鏡后面上振幅的分佈。方向性。金屬介質透鏡天綫的 D , ε 和 η	399
§ 17.12. 人造介質透鏡的制造精确度.....	402
§ 17.13. 透鏡表面的反射波对天綫饋綫工作狀態的影响.....	402
§ 17.14. 金屬介質透鏡的實驗数据.....	407
§ 17.15. 其他型式的透鏡.....	412
§ 17.16. 波在有平面陣的媒質中傳播时的一般分析.....	417
第十八章 拋物面天綫	429
§ 18.1. 旋轉拋物面天綫的主要几何特性.....	429
§ 18.2. 拋物面天綫的圖形和工作原理.....	431
§ 18.3. 拋物面上的电流.....	434
§ 18.4. 拋物面天綫的方向性.....	440
§ 18.5. 拋物面天綫的方向系数和增益系数.....	447
§ 18.6. 照射器的型式.....	452
§ 18.7. 拋物面天綫方向圖的控制.....	458
§ 18.8. 鏡面反射波对于照射器与饋綫匹配影响.....	463
§ 18.9. 付瓣。相鄰天綫的相互影响。交叉極化.....	470
§ 18.10. 技术公差.....	476
§ 18.11. 喇叭拋物面天綫.....	478

§ 18.12. 抛物柱面	480
第十九章 潛望天綫系統	493
§ 19.1. 工作原理	493
§ 19.2. 有旋轉抛物面下鏡的潛望天綫系統	495
§ 19.3. 有橢圓下鏡的潛望天綫系統。工作原理	503
§ 19.4. 从橢圓下鏡向平面上鏡傳輸能量时的效率	506
§ 19.5. 用橢圓下鏡时上鏡表面的利用系数	510
§ 19.6. 系統的增益系数	512
§ 19.7. 潛望天綫系統的方向圖	512
§ 19.8. 下鏡的寄生輻射	515
§ 19.9. 概述	517
第二十章 角形天綫	518
§ 20.1. 天綫圖	518
§ 20.2. 方向性	519
§ 20.3. φ 区域內場的近似計算方法	524
§ 20.4. 方向系数和增益系数	527
§ 20.5. 角形天綫尺寸的选择	531
§ 20.6. 振子型式的选择	532
§ 20.7. 实验数据	532
第二十一章 用柵網或平行片系統代替金屬实面	539
§ 21.1. 問題的提出	539
§ 21.2. 單綫金屬網	540
§ 21.3. 板条柵網	558
§ 21.4. 用柵網或板組代替实面	559
第二十二章 波导縫隙天綫	560
§ 22.1. 波导上的縫隙	560
§ 22.2. 波导縫隙天綫的形式	561
§ 22.3. 諧振天綫	562
§ 22.4. 不諧振天綫	565
§ 22.5. 匹配的偏斜縫隙天綫	567
§ 22.6. 方向性。方向系数和增益系数	569
§ 22.7. 波导上縫隙的导納和阻抗	575

§ 22.8.	反射系数的变换, 輻射功率和通过功率之間的关系, 縫上場的相位	587
§ 22.9.	多縫天綫計算的几个問題	589
§ 22.10.	偏斜縫隙天綫的一些实验数据	597
第二十三章	介質天綫	600
§ 23.1.	說明和工作原理	600
§ 23.2.	波型的选择, 介質棒的直徑和長度的选择	601
§ 23.3.	方向性	604
§ 23.4.	方向系数, 效率和增益系数	612
§ 23.5.	介質天綫特性	612
§ 23.6.	介質棒的制作及其激励	621
§ 23.7.	复式介質天綫	622
§ 23.8.	空管介質天綫	627
第二十四章	引向天綫	629
§ 24.1.	圖形和工作原理	629
§ 24.2.	引向天綫的計算	631
§ 24.3.	引向天綫的近似分析法	636
§ 24.4.	引向天綫的計算数据和实验数据	645
§ 24.5.	無源振子尺寸的选择	659
§ 24.6.	引向天綫的通頻帶	660
§ 24.7.	引向天綫的結構	661
§ 24.8.	縫隙引向天綫	663
第二十五章	螺旋天綫	664
§ 25.1.	圖形和工作原理	664
§ 25.2.	計算公式	668
§ 25.3.	一些实验数据	670
附录		682

第一章 电磁场方程

§ 1.1 麦克斯韦方程和連續性方程

a) 麦克斯韦方程

麦克斯韦方程可写成下列矢量形式:

$$\text{rot} \overline{H} = \overline{j} + \frac{\partial \overline{D}}{\partial t}, \quad (1.1.1)$$

$$\text{rot} \overline{E} = -\frac{\partial \overline{B}}{\partial t}, \quad (1.1.2)$$

$$\text{div} \overline{D} = \rho, \quad (1.1.3)$$

$$\text{div} \overline{B} = 0. \quad (1.1.4)$$

在各向同性的媒質里,

$$\overline{D} = \epsilon \overline{E},$$

$$\overline{B} = \mu \overline{H},$$

麦克斯韦方程变为

$$\text{rot} \overline{H} = \overline{j} + \epsilon \frac{\partial \overline{E}}{\partial t}, \quad (1.1.5)$$

$$\text{rot} \overline{E} = -\mu \frac{\partial \overline{H}}{\partial t}, \quad (1.1.6)$$

$$\epsilon \text{div} \overline{E} = \rho, \quad (1.1.7)$$

$$\text{div} \overline{H} = 0. \quad (1.1.8)$$

在(1.1.1—1.1.8)式中:

$\overline{E}$ 和 $\overline{H}$ 分别表示电场和磁场强度矢量, 单位是伏/米和安/米;

$\overline{j}$ 是传导电流的体积密度, $\overline{j} = \gamma \overline{E}$, γ 是媒質的电导率, 单位

是姆/米;

ε 是媒質的介电常数, 單位是法/米, 在自由空間

$$\varepsilon = \varepsilon_0 = \frac{1}{4\pi \times 9 \times 10^9} \text{ 法/米;}$$

μ 是媒質的磁导率單位是亨/米。在自由空間

$$\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ 亨/米;}$$

ρ 是电荷体积密度, 單位是庫/米³;

$\overline{D}$ 是电位移矢量, 單位是庫/米²;

$\overline{B}$ 是磁感应矢量, 單位是韋/米²。

在諧和振盪时, $\frac{\partial \overline{E}}{\partial t} = i\omega \overline{E}$, $\frac{\partial \overline{H}}{\partial t} = i\omega \overline{H}$, 方程(1.1.5)和(1.1.6)

取下列形式:

$$\text{rot} \overline{H} = \overline{j} + i\omega \varepsilon \overline{E}, \quad (1.1.9)$$

$$\text{rot} \overline{E} = -i\omega \mu \overline{H}. \quad (1.1.10)$$

如果在方程(1.1.9)里代入 $\overline{j} = \gamma_v \overline{E}$, 它就变为

$$\text{rot} \overline{H} = i\omega \varepsilon' \overline{E}, \quad (1.1.11)$$

式中 ε' 是复数介电常数并等于

$$\varepsilon' = \varepsilon \left(1 + \frac{\gamma_v}{i\omega \varepsilon} \right). \quad (1.1.12)$$

解决实际問題时常常用标量形式的麦克斯韋方程, 这些方程表示場矢量在不同的坐标系里的各分量之間的关系。这些方程的形式与所选用的坐标系有关。

在直交坐标系里, 諧和振盪的方程取下列形式:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= i\omega \varepsilon' E_x, \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= i\omega \varepsilon' E_y, \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= i\omega \varepsilon' E_z \end{aligned} \right\} \quad (1.1.13)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -i\omega\mu H_x, \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -i\omega\mu H_y, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -i\omega\mu H_z \end{aligned} \right\} \quad (1.1.14)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho, \quad (1.1.15)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (1.1.16)$$

式中 $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ 是电场和磁场矢量沿坐标轴 x, y, z 的分量。

在柱面坐标系里 (圖 1.1.1), 麦克斯韦方程取下列形式:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} &= i\omega\epsilon' E_r, \\ \frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} &= i\omega\epsilon' E_\varphi, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} &= i\omega\epsilon' E_z. \end{aligned} \right\} \quad (1.1.17)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} &= -i\omega\mu H_r, \\ \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= -i\omega\mu H_\varphi, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} &= -i\omega\mu H_z \end{aligned} \right\} \quad (1.1.18)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r D_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial D_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho; \quad (1.1.19)$$

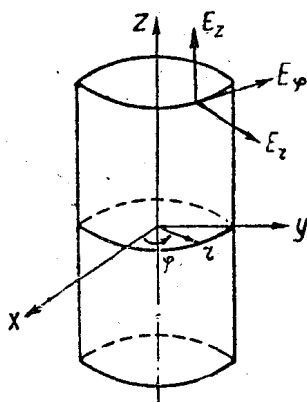


圖 1.1.1 在柱面坐标系里場的分量

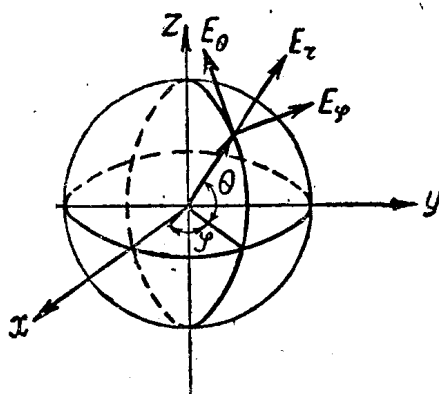


圖 1.1.2 在球面坐标系里場的分量

$$\operatorname{div} \vec{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r B_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (1.1.20)$$

式中 $E_r, E_\varphi, E_z, H_r, H_\varphi, H_z$ 是電場和磁場強度矢量沿坐標軸 r, φ, z 的分量。

麥克斯韋方程在球面坐標系里 (圖 1.1.2) 取下列形式:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r \cos \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (H_\varphi \cos \theta) - \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} \right] &= -i\omega \epsilon' E_r \\ \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) \right] &= -i\omega \epsilon' E_\varphi \\ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r H_\theta) - \frac{\partial H_r}{\partial \theta} \right] &= -i\omega \epsilon' E_\theta \end{aligned} \right\} \quad (1.1.21)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r \cos \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (E_\varphi \cos \theta) - \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} \right] &= i\omega \mu H_r \\ \frac{1}{r} \left[\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} - \frac{\partial}{\partial r} (r E_\varphi) \right] &= i\omega \mu H_\varphi \\ \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r E_\theta) - \frac{\partial E_r}{\partial \theta} \right] &= i\omega \mu H_\theta \end{aligned} \right\} \quad (1.1.22)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 D_r) + \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (D_\theta \cos \theta) + \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial D_\varphi}{\partial \varphi} = \rho, \quad (1.1.23)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) + \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B_\theta \cos \theta) + \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial B_\varphi}{\partial \varphi} = 0, \quad (1.1.24)$$

式中 $E_r, E_\varphi, E_\theta, H_r, H_\varphi, H_\theta$ 是电场和磁场强度矢量沿坐标轴 r, φ, θ 的分量。

b) 积分形式的麦克斯韦方程

积分形式的麦克斯韦方程是

$$\oint_L \bar{H} d\bar{l} = \int_F \left(\bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) d\bar{F} = \int_F (\bar{j} + \bar{j}_{cm}) d\bar{F} \quad (1.1.25)$$

$$\oint_L \bar{E} d\bar{l} = - \int_F \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\bar{F}, \quad (1.1.26)$$

式中 $\bar{j}$ 和 $\bar{j}_{cm}$ 分别是穿过闭合回路 L 的传导电流和位移电流密度， F 是闭合回路 L 所圈出的表面。

c) 在麦克斯韦方程中引入磁流和磁荷

在解许多问题时 (第5, 6章)，最好引用磁流 ($\bar{j}_m$) 和磁荷 (ρ_m) 的概念。把磁流和磁荷考虑在内时，微分形式的麦克斯韦矢量方程变为：

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \bar{j} + \varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t}, \quad (1.1.27)$$

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\bar{j}_m - \mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t}, \quad (1.1.28)$$

$$\operatorname{div} \bar{D} = \rho, \quad (1.1.29)$$

$$\operatorname{div} \bar{B} = \rho_m. \quad (1.1.30)$$

可以写出与(1.1.13)–(1.1.24)相类似的标量形式的麦克斯韦

里。

d) 連續性方程

在某一点电流和电荷之間的关系是

$$\operatorname{div} \bar{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1.1.31)$$

与此类似

$$\operatorname{div} \bar{j}_M + \frac{\partial \rho_M}{\partial t} = 0. \quad (1.1.32)$$

如果把(1.1.29)和(1.1.30)中 ρ 和 ρ_M 的值代入(1.1.31)和(1.1.32)得:

$$\operatorname{div} \left(\bar{j} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \right) = 0, \quad (1.1.33)$$

$$\operatorname{div} \left(\bar{j}_M + \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right) = 0, \quad (1.1.34)$$

則(1.1.31)和(1.1.32)式的意义就更明显。

(1.1.33)和(1.1.34)式說明由單位体 积出来的电 流的 总和等于零。

可以把矢量 $\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}$ 称为位移磁流。

当电流和磁流沿着某一方向 z 直綫流动时, (1.1.31)和(1.1.32)式变为:

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \frac{\partial \rho_A}{\partial t} = 0, \quad (1.1.35)$$

$$\frac{\partial I_M}{\partial z} + \frac{\partial \rho_{AM}}{\partial t} = 0, \quad (1.1.36)$$

式中 ρ_A 和 ρ_{AM} 是电荷和磁荷沿 z 軸的綫性密度。

§ 1.2 波动方程

波动方程可以直接从麦克斯韋方程推出来。应用到諧和振盪, 波动方程可写为下列形式:

$$\nabla^2 \bar{E} = \mu \epsilon' \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = -\omega^2 \mu \epsilon' \bar{E}, \quad (1.2.1)$$

$$\nabla^2 \bar{H} = \mu \epsilon' \frac{\partial^2 \bar{H}}{\partial t^2} = -\omega^2 \mu \epsilon' \bar{H}, \quad (1.2.2)$$

式中 ∇^2 是拉普拉斯算子。

在直角坐标系里:

$$\nabla^2 A = \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2}.$$

在柱面坐标系里:

$$\nabla^2 A = \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2}.$$

在球面坐标系里:

$$\nabla^2 A = \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2 \cos^2 \theta} \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\operatorname{tg} \theta}{r^2} \frac{\partial A}{\partial \theta}.$$

不仅总矢量 $\bar{E}$ 和 $\bar{H}$ 而在直角坐标系里的各分量也都满足波动方程 (1.2.1) 和 (1.2.2)。在柱面坐标里分量 E_z 和 H_z 也满足这些方程。

这些方程的等号左边部分说明电磁场的几何结构。等号右边部分说明场随时间变化的速度, 是频率的函数。所以波动方程说明场的结构与频率有关^①。TEM 型波是例外, 它的结构与频率无关 (§ 2.3)。

§ 1.3. 边界条件。列昂陶维奇边界条件

在两个媒质的交界处要满足下列条件:

1. 从一个媒质过到另一个媒质时, 电场强度矢量的切线分量是连续的。这一定律可写为下列矢量形式:

$$[\bar{n} \bar{E}_1] = [\bar{n} \bar{E}_2], \quad (1.3.1)$$

式中 $\bar{E}_1$ 和 $\bar{E}_2$ 是分界面两边的两媒质中的电场强度矢量,

$\bar{n}$ 是沿交界面法线的单位矢量。

① 例子是波导中的 E 和 H , 当频率改变时, 部分波的传播方向也随着改变 (第 2 和 3 章)。