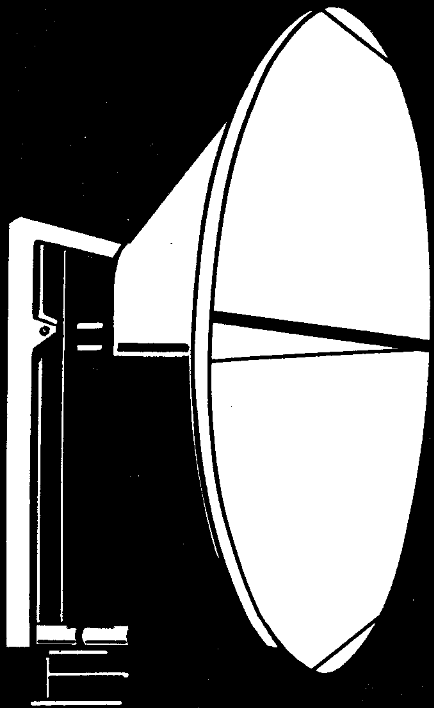

[苏] Г·З 爱金堡 等著　汪茂光 等译

超高频天线 上

CHAOGAOPIN TIANXIAN

Г. З. АЙЗЕНБЕРГ
В. Г. ЯМПОЛЬСКИЙ
О. Н. ТЕРЁШИН
АНТЕННЫ УКВ
В. Двухчастях часть I
Издательство «Связь» Москва 1977

内 容 提 要

本书分上下两册出版，上册内容有：各种波导及带线、同轴线、表面波传输线；线天线和口径天线的基本理论；金属柱附近的振子和裂缝的电参数计算；开口波导的辐射；天线阵一般理论；各波段的振子天线；喇叭、透镜和抛物面天线。

本书下册内容有：双镜面天线和最佳化问题及各种馈源；潜望镜天线；角形天线；波导裂缝天线；无源转发天线和环形引向器；不连续的金属面作反射面的问题；引向天线；介质天线；螺旋天线；镜面天线和阻抗天线的综合问题；相控阵天线。

本书对象是设计制造天线的工程技术人员，也可供高等学校有关专业师生参考。

超 高 频 天 线

上 册

[苏] Г. З. 爱金堡 等著

汪 茂 光 等译

*

人民邮电出版社出版

北京东长安街27号

北京印刷一厂印刷

新华书店北京发行所发行

各地新华书店经售

*

开本：850×1168 1/32 1980年8月第一版

印张：13 20/32 页数：218 1980年8月北京第一次印刷

字数：359 千字 印数：1-8,000册

统一书号：15045·总2407-无6105

定价：1.65元

译 者 说 明

本书是 1957 年版“超高频天线”的修订本。原来的版本于 1961 年翻译后由人民邮电出版社出版。作者根据近年来天线理论与技术的新进展对原书进行了较大的修改与补充，全新的章节占三分之一以上的篇幅，其中对近年来广泛应用的双镜面天线作了详细的阐述。老的章节大部分都改写过，并充实了新的内容。因此，新版本在一定程度上能反映近年来国际上超高频天线理论和技术的新进展。

本书侧重超高频通讯天线，但也涉及雷达、导航和射电天文等领域所应用的超高频天线。本书重点放在超高频天线的工程计算及实际应用上，但理论上也有一定深度。

本书是集体译校的。汪茂光审校全部译稿；张进民译上册的 1～6 章和下册的 2～5 章；杜嘉聪译上册的 7～13 章和下册的 6～11 章；黄立伟译上册的 14～17 章和下册的第 1 章；傅德民译上册的第 18 章。

译　者

1979 年 6 月

原　序

本书分上、下两册，它是Г. З. 爱金堡1957年版«超高频天线»的修订本。

这些年来，超短波天线的理论和技术进展较快，有必要对本书第一版作重大修改。这个新版本和第一版一样，仍侧重于无线电通讯天线。

本书增加了许多新的章节：新的波导；带线；在超高频波段有代表性的宽带弱方向性电振子；金属柱附近的振子的辐射阻抗和输入阻抗的分析；双镜面天线；最佳双镜面天线；柱形双镜面天线；阻抗天线；无源转发天线；环形引向器；用电铸法或塑料制造镜面的工艺问题等等。

所有老的章节都已更新并作了重大修改，特别是如下各章：接收天线理论；开口波导的辐射；喇叭天线；单镜面抛物面天线；角形天线和潜望镜天线；电磁波通过不连续的金属表面的问题等等。

本书着重阐述了用作单镜面和双镜面天线照射器的各种特殊喇叭。对制作相控阵天线的某些问题也有所阐述。

新版中对喇叭天线、镜面天线、金属柱附近的电振子和磁振子的方向性等补充了大量新材料并发展了新的分析方法。

本书第一版中的一些内容已经删去，这是因为近十年来出版的许多书已阐明了这些问题，如下一些重要内容特意不编入本书：振子自阻抗和感应阻抗的一些新的分析方法（金法、波波维奇法等）及频率无关天线等等。这些内容打算编入准备编写的关于短波天线的书中。

本书上、下两册的大量内容是根据作者们的原著编写的。

本书上册§14.8由B. A. 克拉夫佐夫和A. A. 普列斯编写；

§14.10 由 Г. В. 克拉夫佐娃编写；§16.5 由 Ю. А. 耶鲁希莫维奇编写；§16.6 由 А. А. 季莫费耶娃编写；§18.11 由 Г. З. 爱金堡和 Г. В. 克拉夫佐娃编写。

本书下册的第一章由 Ю. А. 耶鲁希莫维奇编写；第六章由 Г.З. 爱金堡和 А. Л. 艾普什钦编写；第十一章由 А. Ф. 恰普林编写；§11.3—§11.6 由 Г. К. 加里莫夫和 А. Ф. 恰普林编写。

本书上册的第一章到第十二章，第十四章到第十八章和下册的第一章及第三章由 Ю. А. 皮缅诺夫编辑；上册第十三章和下册第二章和第四章到第十一章由 Г. А. 耶罗欣编辑。他们对本书提出了许多十分重要且极有价值的修改意见，作者借此深表谢意。

作者也非常感谢 В. И. 沃勒曼在我们写作椭圆波导和介质波导时所给予的帮助，感谢 М. Б. 卡普鲁诺夫在我们写作宇宙通讯天线的噪声温度时所给予的帮助。

作者希望本书对从事天线设备的研究、制造和设计的工程师和科学工作者以及高等学校的教员、研究生和大学生会有用处。

作　者

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

目 录

第一章　电磁场方程

1.1　麦克斯韦方程

麦克斯韦方程可以写为以下形式：

$$\mathrm{rot}\vec{H}=\vec{j}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}=\vec{j}+\vec{j}_{\text{см}},\tag{1.1}$$

$$\mathrm{rot}\,\vec{E}=-\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\tag{1.2}$$

$$\mathrm{div}\;\vec{D}=\rho\tag{1.3}$$

$$\mathrm{div}\;\vec{B}=0\tag{1.4}$$

在各向同性媒质中，电磁场还服从以下关系：

$$\vec{D}=\varepsilon_{a}\vec{E}\tag{1.5}$$

$$\vec{B}=\mu_{a}\vec{H}\tag{1.6}$$

$$\vec{j}=\sigma\vec{E}\tag{1.7}$$

通常把(1.5)—(1.7)式称为状态方程或媒质方程。实际上，(1.7)式就是欧姆定律的微分形式。

在(1.1)—(1.7)式中

$\vec{E}$ 是电场强度矢量，单位是伏/米；

$\vec{H}$ 是磁场强度矢量，单位是安/米；

$\vec{D}$ 是电感应矢量，单位是库/米^2；

$\vec{B}$ 是磁感应矢量，单位是韦/米^2；

$\vec{j}$ 和 $\vec{j}_{\text{см}}$ 分别是传导电流密度和位移电流密度，单位是安/米^2；

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com

ρ 是电荷体密度，单位是库/米^3；

ε_a 是媒质的绝对介电常数，单位是法/米；

μ_a 是媒质的绝对导磁率，单位是亨/米；

σ 是媒质的电导率，单位是姆/米。

今后我们只研究单色场，也就是随时间作时谐变化的场。在研究单色场时采用复数振幅法比较方便。

把电磁场矢量的瞬时值变为相应的复矢量，而把复矢量与时间的关系取为 $e^{i\omega t}$ 的形式。

在各向同性媒质情况下，时谐场的麦克斯韦方程组的头两个方程为：

$$\mathrm{rot}\vec{H}=\vec{j}+i\omega\varepsilon_a\vec{E} \tag{1.8}$$

$$\mathrm{rot}\vec{E}=-i\omega\mu_a\vec{H} \tag{1.9}$$

(1.8)和(1.9)式就构成了完整的麦克斯韦方程组，因为在时谐振荡情况下，(1.3)和(1.4)式分别可以从(1.8)和(1.9)式导出。为了从(1.8)式得出(1.3)式，需要对(1.8)式两边取散度，并且应用连续性方程

$$\mathrm{div}\,\vec{j}+i\omega\rho=0 \tag{1.10}$$

(1.10)式是电荷守衡定律的微分形式。要得出(1.4)式，只需要对(1.9)式两边取散度就可以了。注意，当场作时谐变化时，在均匀媒质里$\rho=0$，因此 $\mathrm{div}\,\vec{j}=0$。

把(1.7)代入(1.8)式，得

$$\mathrm{rot}\vec{H}=i\omega\tilde{\varepsilon}\vec{E} \tag{1.11}$$

其中 $\tilde{\varepsilon}$ 为媒质的复介电常数：

$$\tilde{\varepsilon}=\varepsilon_a\left(1-\frac{i\sigma}{\omega\varepsilon_a}\right) \tag{1.12}$$

由已知的源求场时，常常引入外加电磁荷及外加电磁流的概念。这些电磁荷、电磁流假设是给定的，不必求解。

这样，方程(1.1)和(1.3)就变为：

$$\mathrm{rot}\vec{H}=\vec{j}+\vec{j}_{\mathrm{cт}}+i\omega\varepsilon_{\mathrm{a}}\vec{E}=\vec{j}_{\mathrm{cт}}+i\omega\tilde{\varepsilon}\vec{E} \tag{1.13}$$

$$\mathrm{div}\vec{D}=\rho+\rho_{\mathrm{cт}} \tag{1.14}$$

其中 $\vec{j}_{\mathrm{cт}}$ 是外加电流，$\rho_{\mathrm{cт}}$ 是外加电荷。

在许多情况下，应用麦克斯韦方程的积分形式比较方便。其积分形式为：

$$\oint_L \vec{H}d\vec{l}=\int_s\left(\vec{j}+\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right)d\vec{s}=\int_s(\vec{j}+\vec{j}_{\mathrm{cм}})d\vec{s} \tag{1.15}$$

$$\oint_L \vec{E}d\vec{l}=-\frac{d}{dt}\int_s\vec{B}d\vec{s} \tag{1.16}$$

$$\oint_s \vec{D}d\vec{s}=\int_V\rho dV \tag{1.17}$$

$$\oint_s \vec{B}d\vec{s}=0 \tag{1.18}$$

在 (1.15) 和 (1.16) 式中，s 是闭合迴路 L 所围的任意曲面；$d\vec{s}=\vec{n}_0ds$，$\vec{n}_0$ 是与迴路 L 构成右手螺旋系统的曲面 s 的法线方向单位矢量。在 (1.17) 和 (1.18) 式中，s 是包围体积 V 的封闭曲面；$d\vec{s}=\vec{n}_0ds$，$\vec{n}_0$ 是曲面 s 的外法线方向单位矢量。

1.2 波动方程

波动方程可以直接从麦克斯韦方程导出。在时谐振荡情况下，在没有外加电磁流和电磁荷的区域中，复矢量 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 的波动方程为：

$$\nabla^2\vec{E}=\tilde{\varepsilon}\mu_{\mathrm{a}}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}=-\omega^2\tilde{\varepsilon}\mu_{\mathrm{a}}\vec{E} \tag{1.19}$$

$$\nabla^2\vec{H}=\tilde{\varepsilon}\mu_{\mathrm{a}}\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}=-\omega^2\tilde{\varepsilon}\mu_{\mathrm{a}}\vec{H} \tag{1.20}$$

其中 ∇^2 是拉普拉斯算子，它对矢量函数与标量函数的定义是不同的。对矢量函数

$$\nabla^2\vec{A}=\text{grad div}\,\vec{A}-\text{rot rot}\,\vec{A} \tag{1.21}$$

对标量函数

$$\nabla^2\psi=\text{div grad}\,\psi \tag{1.22}$$

在笛卡尔坐标系中

$$\nabla^2\psi=\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \tag{1.23}$$

需要说明一下，时谐场的波动方程也称为亥姆霍兹方程。

(1.19)式和(1.20)式确立了场对坐标的依赖关系($\nabla^2\vec{E}$；$\nabla^2\vec{H}$)与场对时间的依赖关系$\left(\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2};\ \frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2}\right)$之间的联系，或说（1.19）和(1.20)式确立了场对坐标的依赖关系（$\nabla^2\vec{E}$；$\nabla^2\vec{H}$）与场对频率的依赖关系（$\omega^2\tilde{\varepsilon}\mu_a\vec{E}$；$\omega^2\tilde{\varepsilon}\mu_a\vec{H}$）之间的联系。因此，波动方程表明，在一般情况下，场结构与频率有关。

1.3 边界条件

在理想导体表面，满足如下边界条件：

$$E_\tau=0, \tag{1.24}$$

其中 E_τ 为矢量 $\vec{E}$ 的切线分量；

$$(\vec{n}_0,\ \vec{H})=0 \text{ 或 } H_n=0 \tag{1.25}$$

其中 H_n 为矢量$\vec{H}$的法线分量；

$$[\vec{n}_0,\vec{H}]=\vec{j}_s \tag{1.26}$$

其中 $\vec{n}_0$ 为表面法线方向的单位矢量，$\vec{j}_s$ 为表面电流密度。在实际导体情况下，即电导率很大但又是有限的情况下，其表面上矢量$\vec{E}$和$\vec{H}$的切线分量有如下近似关系：

$$E_\tau=\sqrt{\frac{i\omega\mu_a}{\sigma}}[\vec{n}_0,\ \vec{H}] \tag{1.27}$$

通常把(1.27)式称为列昂托维奇——舒金边界条件。

1.4 相速，能量传播的速度和群速

时谐振荡传播的相速由下式决定：

$$v=\omega/\beta \tag{1.28}$$

其中β为在决定相速v的方向上的相位常数。

对时谐振荡来说，能量传播的速度由下式决定：

$$v_э=\left(\int_s Re\vec{\tilde{\Pi}}ds\right)\Big/\left(\int_s w_{cp}ds\right) \tag{1.29}$$

其中$\vec{\tilde{\Pi}}$为复数波印廷矢量；

$$w_{cp}=\frac{\mu_a|\vec{H}|^2}{4}+\frac{\varepsilon_a|\vec{E}|^2}{4} \tag{1.30}$$

为电磁场能量一个周期内的平均密度；S为能量管的横截面，即垂直于能量传播方向的截面。对于E波和H波(参看第二章)，其S面由一纵向表面限定，在该表面上波印廷矢量的瞬时值的法线分量等于零。例如计算金属波导的$v_э$时，应该把波导的横截面理解为S。对TEM波来说，S可以在波的横截面内任意选择。因此，对TEM波假设$S\to 0$，则得到

$$v_э=\frac{Re\vec{\tilde{\Pi}}}{w_{cp}} \tag{1.31}$$

其中$\vec{\tilde{\Pi}}$和w_{cp}分别为在横截面上任一点的复波印廷矢量和电磁能密度在一个周期内的平均值。

在（线性）无耗媒质中，能量传播速度和相速之间有以下关系

(参看§2.5)：

$$v_э v = c^2 = \frac{1}{\varepsilon_a \mu_a} \tag{1.32}$$

为了描述利用不同频率的电磁波谱（群）发送的信号的传播过程，引入了群速 $v_{\text{гр}}$ 的概念。群速由下式确定：

$$v_{\text{гр}} = 1 / \frac{d\beta}{d\omega} \tag{1.33}$$

其中 $\beta = \beta(\omega)$ 为相位常数。

在发射信号的频谱相当窄时，$v_{\text{гр}}$ 相当于信号包络传播的速度。此时 $v_{\text{гр}} = v_э$，因此相应的 $v_{\text{гр}}$ 可以按(1.29)式计算。

1.5 根据惠更斯-克希荷夫原理求场。等效原理

根据惠更斯-克希荷夫原理，空间任一点的场可以由在封闭曲面 s 上已知的矢量 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 的切线分量单值地确定。在场源和观察点 N 分别位于 s 面两侧的情况下，惠更斯-克希荷夫原理可以写为以下形式：

$$\vec{E}(N) = \frac{1}{4\pi} \int_s \left\{ -i\omega\mu_a \psi [\vec{n}_0, \ \vec{H}] + \Big[[\vec{n}_0, \vec{E}], \ \text{grad}\,\psi \Big] + \right.$$

$$\left. + \frac{i}{\omega\varepsilon_a} \text{div} [\vec{n}_0, \vec{H}] \text{grad}\,\psi \right\} ds \tag{1.34}$$

$$\vec{H}(N) = \frac{1}{4\pi} \int_s \left\{ i\omega\varepsilon_a \psi [\vec{n}_0, \vec{E}] + \Big[[\vec{n}_0, \vec{H}], \text{grad}\,\psi \Big] - \right.$$

$$\left. - \frac{i}{\omega\mu_a} \text{div} [\vec{n}_0, \ \vec{E}] \text{grad}\,\psi \right\} ds \tag{1.35}$$

其中 $\psi = e^{-i\beta r}/r$；r 为从观察点 N 到表面 s 上动点之间的距离；$\beta = \sqrt{\varepsilon_a \mu_a}$；$\vec{n}_0$ 为表面 S 的法线方向单位矢量，它指向观察点 N 所在的那部分空间。

(1.34)和(1.35)式能够根据某一表面上的已知场求出空间任意

点的场。如果在表面 S 上已知的不是矢量 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 的切线分量，而是面电流密度 $\vec{j}_s$ 和面磁流密度 $\vec{j}_S^M$，那就只需要分别令

$$\vec{j}_s=[\vec{n}_0,\vec{H}] \tag{1.36}$$

$$\vec{j}_S^M=-[\vec{n}_0,\vec{E}] \tag{1.37}$$

这样就仍然可以应用(1.34)和(1.35)式。

(1.36)式和(1.37)式是所谓“等效原理”的数学表述。通常还要给这一原理再附加另外两个关系式：

$$\rho_s=\varepsilon_a(\vec{n}_0,\vec{E}) \tag{1.38}$$

$$\rho_S^M=\mu_a(\vec{n}_0,\vec{H}) \tag{1.39}$$

这两个式子把面电荷密度 ρ_s、面磁荷密度 ρ_S^M 和矢量$\vec{E}$、$\vec{H}$的法线分量联系起来了。

此为试读，需要完整PDF请访问：www.ertongbook.com