

加载与媒质中天线

谢处方 王石安 文希理

国家自然科学基金资助项目

电子科技大学出版社

内 容 提 要

本书内容可分为两大部分。第一部分为加载线天线的分析与综合,包括分布加载、集总加载和混合加载情况。第二部分讨论媒质中的天线,包括对无限大损耗媒质中的天线和半空间界面附近天线的分析。

本书为研究生教材,但也适用于大学本科高年级学生和有关工程技术人员。

国家自然科学基金资助项目

高等学校教材

加载与媒质中天线

谢处方 王石安 文希理 编著

*

电子科技大学出版社出版

(中国成都建设北路二段四号)

四川省地矿局计算中心电脑排版

成都东方彩印厂胶印

四川省新华书店发行

*

开本 850×1168 1/32 印张 7.625 字数 200千字
版次 1990年5月第一版 印次 1990年5月第一次印刷
印数 1-2000册

中国标准书号 ISBN7-81016-196-2/IN·50
(15452·85) 定价 3.10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。

机械电子工业部
电子类教材办公室

前 言

本教材系按机械电子工业部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教材编审小组征稿,推荐出版,责任编辑王元坤。

本教材由电子科技大学担任主编,苏州大学周朝栋担任主审。

本书是根据编者在电子科技大学对研究生讲授《加载与埋地天线》课程讲稿的基础上经过修订补充后编写而成的,本课程的参考学时数为 40 学时。全书内容共分八章:第一章至第三章介绍加载线天线,主要讲述集总加载线天线和分布加载线天线的分析与综合方法;第四章至第六章介绍在无限大损耗媒质中天线的工作原理与特性参量;第七、八两章介绍在半无限大空间分界而附近天线的辐射理论。考虑到本书内容在目前国内大学本科天线教材中几乎全未涉及,故编者在编写过程中力求做到由浅入深,循序渐进,以使本书能起到入门登阶的作用。本书不但可以作为研究生教材,同时也能满足从事地下无线电波法勘测工作的工程技术人员自学参考的需要。

本教材由王石安编写第一章至第三章,文希理编写第四章至第六章,谢处方编写七、八两章。周朝栋教授对全书进行了仔细认真的审阅,并提出不少宝贵的意见,另外在本书编写出版过程中,还得到国家自然科学基金委员会、校有关领导、电子科技大学出版社以及许多同行的支持、鼓励和协助,这里一并表示诚挚的感谢。由于编者水平有限,书中难免还存在一些缺点和错误,殷切希望广大读者批评指正。

编者

1989 年于成都

目 录

第一章 分布加载线天线	(1)
1.1 引言	(1)
1.2 海伦(Hallen)积分方程	(4)
1.3 波克林顿(Pocklington)积分方程	(6)
1.4 谢昆诺夫(Schelkunoff)积分方程	(7)
1.5 无反射分布电阻加载线天线的加载阻抗	(8)
1.6 用谢昆诺夫方程计算无反射分布电阻加载线天线的加载阻抗	(12)
1.7 积分方程的近似解	(16)
1.8 无反射分布电阻加载线天线上电流分布的一次近似值	(19)
1.9 无反射分布电阻加载线天线的输入阻抗、方向图和效率	(21)
1.10 准分布电容加载线天线	(27)
1.11 介质包层和铁氧体包层天线	(31)
1.12 电阻加载 V 形行波天线	(36)
1.13 无反射分布电阻加载线天线的瞬态响应	(39)
第二章 集总加载线天线	(45)
2.1 集总加载线天线上电流分布的海伦积分方程	(45)
2.2 积分方程的近似解	(48)
2.3 阿特舒拉(Altshuler)天线	(50)
2.4 集总电容加载天线	(52)
2.5 集总加载和分布加载的理论比较	(57)
2.6 集总加载阻抗的测量	(59)
2.7 混合加载线天线	(66)
第三章 加载线天线的综合	(71)
3.1 引言	(71)
3.2 综合的原则	(72)
3.3 最优化方法概要	(73)
3.4 加载天线输入导纳(阻抗)的最优化	(76)
3.5 加载天线辐射图的最优化	(82)
第四章 有耗媒质中的线天线	(87)

4.1	场方程组和赫兹矢量位	(88)
4.2	TE 和 TM 模式	(91)
4.3	天线阻抗	(92)
4.4	均匀损耗媒质中的裸线天线	(94)
4.5	埋地绝缘天线的传输线理论	(99)
4.6	绝缘天线的严格理论分析	(113)
第五章	有耗媒质中的环天线	(139)
5.1	裸圆环天线	(139)
5.2	绝缘环天线	(150)
第六章	分层媒质中的天线辐射	(161)
6.1	基本公式	(161)
6.2	偶极子所在区域内的电磁场	(164)
6.3	传播矩阵和反射系数	(168)
6.4	分层媒质中的偶极子天线	(171)
6.5	分层半空间上方的偶极子天线	(173)
6.6	积分方程的解法	(176)
第七章	半空间界面附近的偶极子	(180)
7.1	引言	(180)
7.2	索末菲积分	(181)
7.3	半空间上方的偶极子	(185)
7.4	复像法	(194)
7.5	半空间内外的水平电偶极子	(200)
第八章	半空间界面附近的线天线	(207)
8.1	地面上的水平天线	(207)
8.2	地面上的垂直天线	(214)
8.3	地面下的水平电偶极子	(218)
8.4	地面下的水平天线	(226)
参考书目		(237)

第一章 分布加载线天线^①

1.1 引言

自从 1887 年赫兹(H. R. Hertz)发现电磁波存在以来,细导线天线一直是一种广泛应用的天线,特别是 1895 年马可尼(G. Marconi)和波波夫(A. C. Попов)各自独立地发明无线电后,无线电技术迅速发展,从这个时候起一直到约本世纪三十年代中叶,可以说各种无线电设备上应用的天线都属于线天线。后来随着工作频率向高端发展,虽出现了抛物面反射器天线等面天线,但是直到今天,线天线仍然被广泛应用,我们几乎在所有的无线电领域,在整个无线电频段上,都能见到这类天线。

单个简单的线天线,其特性参数往往不能满足我们的要求,这就需要加以改进,例如,用多副天线组成天线阵(主要改善辐射特性),或对天线实现加载以构成加载线天线(可以改善辐射特性和频带特性)。

本书从第一章到第三章主要讨论各种类型的加载细线天线。线天线指的是由线形导体或电阻材料构成的天线,“细”的意思是天线的直径(或横向尺寸)比波长和轴向尺寸都小得多,即天线是电细的。

天线的特性参数决定于该天线上的电流分布,当加载以后,由于改变了天线上的电流分布,因而天线的特性也就随之发生变化。适当的加载可以改善天线的性能,使之更合乎使用者的要求。菱形天线,加顶天线以及串接电感的天线等,是我们所熟悉的加载天线。

^① PTEE, 1971. 10, pp. 1327-1332

后面所讨论的加载线天线是加载的对称振子天线和不对称的接地单极子天线,接地面假定为无穷大平面且为理想导体。

对天线加载的方法很多,这就产生了许多种类型的加载天线。为便于分析研究,所以先讨论一下加载天线的分类方法。

对加载天线,可有下列五种分类法:

1. 串联加载天线和并联加载天线,即加载元件在天线上是串联连接的或是并联连接的;

2. 分布加载天线和集总加载天线;

3. 电感性加载天线,电阻性加载天线和电容性加载天线;

4. 线性元件加载和非线性元件加载的天线;

5. 有源器件加载和无源器件加载的天线。

本书不拟讨论非线性元件加载和有源器件加载的天线,即只讨论线性元件和无源元件加载的天线。

· 这样,就可以看出:第一种分类方法分为两类,第二种分类方法也分为两类,第三种分类方法分为三类,第四种和第五种分类方法就不再分类,即各为一类。若把这些方法综合起来看,则加载天线可分为 $2 \times 2 \times 3 \times 1 \times 1 = 12$ 类。如串联、分布、无源、线性、电阻加载天线等。

在这 12 类加载天线中,实用价值较大的只是其中的一部分,如:

1. 串联分布电阻加载天线 这种天线的加载电阻分布地加在天线上,例如表面敷电阻材料的介质棒所构成的天线就属于这种类型。

2. 串接集总电感(电阻、电容)加载天线 这种加载天线先把天线导体在适当位置断开,然后把加载元件串接其间。为了保持对称天线的对称性,加载元件应成对对称地接入。

3. 并接分布电容加载天线 如在导体外套上介质套管的天线。

4. 串接分布电感加载天线 如在导体外套上铁氧体套管的
天线。

为方便起见,下面就加载天线分为分布加载和集总加载两大类。对于同时既有分布加载又有集总加载的天线,则可看作上述两种

加载的混合,即混合加载,而不把它作为新的一类加载。分布加载线天线就是把加载元件(感性的、容性的或电阻性的)分布地加在整个或部分天线上,它们可以是均匀分布,也可为不均匀分布。而集总加载线天线则是把加载元件集总地加在天线的一个(一对)或几个(几对)部位上。

在分布加载线天线中,最常用的一种是所谓“无反射分布电阻加载天线”,这种天线的加载电阻是不均匀分布的,它从中间向两端递增,使天线上只存在外向行波,它有极宽的工作频带。

由于上而所说的原因,在以下的分析中,我们常常以这种天线为例,但所用的分析方法,仍不失其普遍性。

在分析加载天线时,同不加载线天线一样,首先要确定天线上的电流分布。有了已知激励电压下的电流分布后,就可进一步分析天线的其它特性参数,如方向性、输入导纳(阻抗)等。

确定天线上的电流分布有很多种方法。用解析法求解场方程虽可求得严格解,但这仅限于少数几种几何形状简单的天线,如无限长柱体和旋转椭球体等。工程上常用近似方法来求天线上的电流分布,早期用的是传输线近似,即把对称天线看成是张开的双线传输线,认为天线上的电流分布和传输线上的电流分布相同。这种近似对求解天线的方向图结果比较满意,但对阻抗误差较大,特别当输入点在电流节点附近时,如中点馈电的全波天线,求得的输入阻抗误差很大。海伦(Hallen)在1937年用积分方程法求得天线电流的级数解,从而解决了这一困难。

为此,本书在第一章中先介绍求线天线上电流分布的几个积分方程,然后用它来分析分布加载的线天线,在第二章中用它来分析集总加载的线天线和分布与集总混合加载的线天线,并在第三章中用于加载线天线的综合。

在分析线天线上的电流分布时,侧重于积分方程法的应用,这主要是因为目前已有多种形式的积分方程可供使用,另外还由于计算机和计算技术的发展,使得更多的人乐意使用积分方程来分析研究

线天线。

下面介绍几种常用的积分方程。

1.2 海伦(Hallen)积分方程

设有一根细圆柱偶极天线, 天线半径为 a , 总长度为 $2l$, 天线中间由电压等于 V 角频率为 ω 的片状源激励, 如图 1.2.1 所示, 天线中心放在坐标的原点, 天线轴和 z 轴重合。

由于天线是细长的, 即 $l \gg a$, $ka \ll 1$, 所以端面影响可以忽略, 可认为在天线上只有在 z 轴方向流通的电流 I_z 。天线上单位长度的内阻抗或加载阻抗为 $Z'(z)$ 。于是有

$$E_z(z) = Z'(z)I(z) \quad (1.2.1)$$

另一方面, $E_z(z)$ 可用矢位 A 来表示。由于天线电流 $I_z(z)$ 只有 z 分量, 所以在天线表面上的矢位也只有 z 分量 A_z 。这样就有

$$E_z(z) = -j\omega\mu_0 \left(1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) A_z(z) \quad (1.2.2)$$

式中 $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, ϵ_0 和 μ_0 分别为真空的介电常数和导磁率。

在天线表面上, 从式(1.2.1)和(1.2.2)可得

$$\frac{d^2 A_z(z)}{dz^2} + k_0^2 A_z(z) = \frac{j k_0^2}{\omega \mu_0} Z'(z) I(z) \quad (1.2.3)$$

上式是一个二阶一次非齐次微分方程, 它的解应为简化的齐次

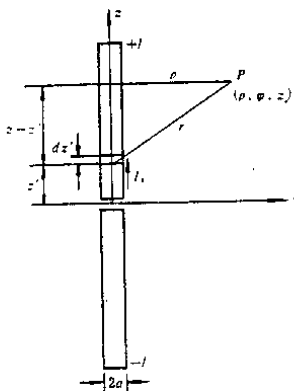


图 1.2.1 圆柱偶极天线及坐标系

方特解和另一个特解之和,可证明为

$$A_z(z) = -j \frac{k_0}{\omega \mu_0} (C_1 \cos k_0 z + C_2 \sin k_0 |z|) + j \frac{k_0}{\omega \mu_0} \int_0^z Z'(z') I(z') \sin k_0 (z - z') dz' \quad (1.2.4)$$

上式中的积分常数 C_2 , 可根据洛伦兹条件来确定。在上激励点, 电位为

$$\varphi(+\delta) = \frac{j\omega}{k_0^2} \cdot \frac{dA_z(z)}{dz} \Big|_{z \rightarrow +\delta} \quad (1.2.5)$$

在下激励点, 电位为

$$\varphi(-\delta) = \frac{j\omega}{k_0^2} \cdot \frac{dA_z(z)}{dz} \Big|_{z \rightarrow -\delta} \quad (1.2.6)$$

将式(1.2.4)代入式(1.2.5)和(1.2.6), 经过运算最后可得

$$V = \lim_{\delta \rightarrow 0} [\varphi(+\delta) - \varphi(-\delta)] = 2C_2 \quad (1.2.7)$$

即

$$C_2 = \frac{V}{2} \quad (1.2.8)$$

把上式代入式(1.2.4)得

$$A_z(z) = -j \frac{k_0}{\omega \mu_0} (C_1 \cos k_0 z + \frac{V}{2} \sin k_0 |z|) + j \frac{k_0}{\omega \mu_0} \int_0^z Z'(z') I(z') \sin k_0 (z - z') dz' \quad (1.2.9)$$

另一方面, $A_z(z)$ 可用天线上的电流来表示

$$A_z(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{-l}^l I(z') \frac{\exp(-jk_0 r)}{r} dz' \quad (1.2.10)$$

式中 $r = [(z - z')^2 + a^2]^{1/2}$ 为源点到场点的距离。

然后联立式(1.2.9)和(1.2.10), 消去 $A_z(z)$ 就可得到

$$\int_{-l}^l I(z') \frac{\exp(-jk_0 r)}{r} dz' = j \frac{4\pi}{\eta} \int_0^z Z'(z') I(z') \sin k_0 (z - z') dz' + C_1 \cos k_0 z = \frac{2\pi V}{j\eta} \sin k_0 |z| \quad (1.2.11)$$

式中 $\eta = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}$ 为真空中的波阻抗, 又称本质阻抗。

式(1.2.11)就是海伦积分方程。

需要指出的是式(1.2.11)只对电阻加载是正确的, 但是对于分布电阻加载天线中有几个电容加载点(小缝隙中接加载电容)这样的阻容加载天线, 式(1.2.11)可以给出极为良好的近似结果。

1.3 波克林顿(Pocklington)积分方程

首先要指出的是, 在推导波克林顿方程时, 我们作与上节相同的假设, 即 $l \gg a$, $ka \ll 1$ 。并把偶极天线放在相同的坐标系统中。

然后把式(1.2.10)

$$A_z(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{-l}^l I(z') \frac{\exp(-jk_0 r)}{r} dz'$$

代入式(1.2.2)

$$E_z(z) = -j\omega\mu_0 \left(1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{d^2}{dz^2} \right) A_z(z)$$

式中把原来的偏微商变为全微商是由于我们现在只在天线的表面上考虑问题, 此时 A_z 只是 z 的函数。这就得到

$$\left(1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{d^2}{dz^2} \right) \int_{-l}^l I(z') \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} dz' = -\frac{E_z(z)}{j\omega\mu_0} \quad (1.3.1)$$

再根据扩展边界条件

$$E_z(z) = -E_{iz}(z) \quad (1.3.2)$$

式中 $E_{iz}(z)$ 是激励源在天线内表面产生的场。把式(1.3.2)代入式(1.3.1), 并把微分算子移到积分号内得

$$\int_{-l}^l I(z') \left(1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{d^2}{dz^2} \right) \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} dz' = \frac{E_{iz}(z)}{j\omega\mu_0} \quad (1.3.3)$$

式(1.3.3)就是波克林顿积分方程。对于加载的线天线, E_{iz} 应包括两部分, 即激励电场和加载阻抗上的电场 $Z'(z)I(z)$ 。

1.4 谢昆诺夫(Schelkunoff)积分方程

我们先作与前面相同的假设, 即 $l \gg a, ka \ll 1$

根据式(1.2.2), 在天线表面上有

$$E_z(z) = -j\omega\mu_0 \left(1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{d^2}{dz^2} \right) A_z(z)$$

和式(1.2.10)

$$A_z(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{-l}^l I(z') \frac{\exp(-jk_0 r)}{r} dz'$$

再考虑到在天线表面上, $E_z(z) = -E_z(z)$, 就可以得到

$$\left(1 + \frac{1}{k_0^2} \frac{d^2}{dz^2} \right) \int_{-l}^l I(z') \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} dz' = \frac{E_0}{j\omega\mu_0} \quad (1.4.1)$$

现在把上式左边第二项先单独加以运算。可把微分和积分次序对调, 因为它们对不同的变量 z 和 z' 进行运算。另外还注意到

$$\frac{d^2}{dz^2} \left[\frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} \right] = \frac{d^2}{dz'^2} \left[\frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} \right] \quad (1.4.2)$$

还有细天线末端的电流为 0, 即

$$I(\pm l) = 0 \quad (1.4.3)$$

于是就得到

$$\begin{aligned} & \int_{-l}^l I(z') \frac{d^2}{dz'^2} \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} dz' \\ &= I(z') \frac{d}{dz'} \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} \Big|_{z=-l}^l - \int_{-l}^l \frac{dI(z')}{dz'} \frac{d}{dz'} \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} dz' \\ &= - \frac{dI(z')}{dz'} \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} \Big|_{z=-l}^l + \int_{-l}^l \frac{d^2 I(z')}{dz'^2} \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} dz' \end{aligned} \quad (1.4.4)$$

最后把上式代入式(1.4.1)就可得

$$\int_{-l}^l \left[I(z') + \frac{1}{k_0^2} \frac{d^2 I(z')}{dz'^2} \right] \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} dz'$$

$$-\frac{1}{k_0^2} \frac{dI(z')}{dz'} \frac{\exp(-jk_0 r)}{4\pi r} \Big|_{z'=-l}^l = \frac{E_{z0}}{j\omega\mu_0} \quad (1.4.5)$$

上式就是谢昆诺夫积分方程。

1.5 无反射分布电阻加载线天线的加载阻抗^①

无反射分布电阻加载线天线的外形同普通的对称天线或不对称接地天线相似,但天线本身不再由良导体制成而用电阻材料,其内阻抗,即加载阻抗为 $Z'(z)$ 。在天线中点($z=0$ 处),有电动势为 V 的片状源激励。

由式(1.2.3),再考虑到天线中点的激励源,就得到

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right) A_z = \frac{jk^2}{\omega\mu_0} [Z'(z)I_z(z) - V\delta(z)] \quad (1.5.1)$$

式中 $V\delta(z)$ 为外加激励电场; k_0 的下标省去以便表示更一般的情况。

在天线表面上,矢量磁位为

$$A_z(z) = \frac{1}{4\pi} \int_{-l}^l I_z(z') K(z, z') dz' \quad (1.5.2)$$

式中 $K(z, z') = \frac{e^{-jk_0 r}}{r}$

$$r = \sqrt{(z - z')^2 + a^2}$$

从上式可看出,天线表面上某点的矢量磁位 $A_z(z)$, 决定于整个天线上的电流分布。

我们在这里作一个近似假设,认为天线表面上的矢位 $A_z(z)$ 只同该点的电流 $I_z(z)$ 有关,它们有正比关系,比例系数为常数,即

$$A_z(z) \approx \frac{\Psi}{4\pi} I_z(z) \quad (1.5.3)$$

比较式(1.5.2)和(1.5.3)可得到

$$\int_{-l}^l I_z(z') K(z, z') dz' \approx I_z(z) \Psi \quad (1.5.4)$$

① IEEE Trans. A-P, 1965. 5, pp. 369-371

式中 Ψ 为展开参量, 是常数, 它可在 $z=0$ 处求得。上式除在电流的节点及其附近外, 都能给出足够的精度, 所以, 为书写简单起见, 今后就用等号代替近似等号。

把式(1.5.3)代入式(1.5.1), 经整理后得

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right) I_z(z) = \frac{j4\pi k}{\eta\Psi} [Z'(z) I_z(z) - V\delta(z)] \quad (1.5.5)$$

令

$$f(z) = \frac{4\pi}{\eta\Psi} Z'(z) \quad (1.5.6)$$

式(1.5.5)就可写成

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - jkf(z)\right] I_z(z) = -\frac{j4\pi k}{\eta\Psi} V\delta(z) \quad (1.5.7)$$

在激励区外, 激励电压不存在, 即 $V=0$, 于是式(1.5.7)的右边为 0, 这样 $I_z(z)$ 就必须满足下式

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - jkf(z)\right] I_z(z) = 0 \quad (1.5.8)$$

而当

$$f(z) = \frac{2}{l - |z|} \text{ 时} \quad (1.5.9)$$

上列变系数二阶一次齐次微分方程式(1.5.8)就成为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - \frac{j2k}{l - |z|}\right) I_z(z) = 0 \quad (1.5.10)$$

它有而且只有外向行波的解

$$I_z(z) = C(l - |z|)e^{-jk|z|} \quad (1.5.11)$$

这就是说, 此时天线上只存在外向行波电流, 即满足无反射条件。

式(1.5.9)表示满足无反射条件的 $f(z)$, 而又从式(1.5.6)知, $f(z)$ 和加载阻抗有确定的关系, 这样, 结合式(1.5.6)和(1.5.9), 就可求得满足无反射条件的加载阻抗 $Z'(z)$ 。注意到 $\eta=120\pi$, 就有

$$Z'(z) = \frac{\eta\Psi}{2\pi} \frac{1}{l - |z|} = \frac{60\Psi}{l - |z|} = \frac{60\Psi}{l} \left[\frac{1}{1 - (|z|/l)} \right] \quad (1.5.12)$$

从上式可看出,加载阻抗在天线两臂上是对称分布的,它从中点向两端递增,在天线两端($z=\pm l$)趋于无穷。在天线中点($|z|=0$),加载阻抗为

$$Z'(0) = Z' = \frac{60\Psi}{l}$$

加载阻抗 $Z'(z)$ 沿天线长度方向的变化如图 1.5.1 所示。

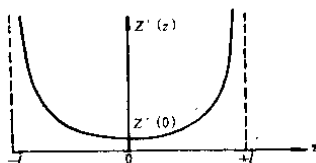


图 1.5.1 无反射偶极天线上的加载电阻分布

加载阻抗的主单位是 Ω/m

从式(1.5.12)可见,加载阻抗 $Z'(z)$ 的计算实际上可归结为 Ψ 的计算。

下面我们就来求 Ψ 的值。

根据式(1.5.2)和(1.5.4),可得到

$$\Psi = 4\pi \cdot \frac{A_z(z)}{I_z(z)}$$

再根据式(1.5.2)和(1.5.11),上式可写成

$$\Psi = \frac{\int_0^l (l - z') e^{-jkz'} \left[\frac{\exp(-jkr_1)}{r_1} + \frac{\exp(-jkr_2)}{r_2} \right] dz'}{(l - z) e^{-jkz}} \quad (1.5.15)$$

式中

$$r_1 = \sqrt{(z' - z)^2 + a^2}$$

$$r_2 = \sqrt{(z' + z)^2 + a^2}$$

其中 z' 为源点坐标, z 为场点坐标, a 为天线导线的半径。

在激励点($z=0$), $I(z)$ 和 $A(z)$ 都为极大值, 此时

$$\Psi(0) = 2 \int_0^l \left(1 - \frac{z'}{l}\right) e^{-jkz'} \frac{e^{-jkr_0}}{r_0} dz' \quad (1.5.16)$$

式中 $r_0 = \sqrt{z'^2 + a^2}$ 为源点到坐标原点的距离。

对于细长的天线,能满足 $a \ll l$ 和 $ka \ll 1$ 条件,这样就有

$$r_0 \approx z'$$

于是式(1.5.16)近似为

$$\Psi \approx 2 \int_0^l \frac{e^{-j2kz'}}{r_0} dz' = \frac{2}{l} \int_0^l e^{-j2kz'} dz' \quad (1.5.17)$$

求积分后得:

$$\Psi = 2 \left[\text{sh}^{-1} \frac{l}{a} - C(2ka, 2kl) - jS(2ka, 2kl) \right] + \frac{j}{kl} (1 - e^{-j2kl}) \quad (1.5.18)$$

式中 $C(a, x) = \int_0^x \frac{1 - \cos w}{w} dw$ 为广义余弦积分

$S(a, x) = \int_0^x \frac{\sin w}{w} dw$ 为广义正弦积分

$$w = \sqrt{u^2 + a^2}$$

前面已经说过,我们近似认为在天线上 Ψ 是常数,所以可以进一步近似认为,天线上各点的 Ψ 都同 $\Psi(0)$ 一样。

下面就来计算几个典型的 Ψ

(1) 当 $k = \pi/2, l/a = 75$, 即 $\Omega = 2\ln(2l/a) \approx 10$, 于是得 $ka = (\pi/2)/75 = 0.021$

计算得到

$$\begin{aligned} \Psi_1 &\approx 2(5.01 - 1.65 - j1.85) + j(2/\pi)(1 + 1) \\ &= 6.70 - j2.43 \end{aligned}$$

(2) 当 $l/a = 11013$, 即 $\Omega = 20$, k 同上不变, 仍为 $\pi/2$, 于是 $ka = 1.41 \times 10^{-4}$

计算得到

$$\Psi_2 \approx 2(10.0 - 1.65 - j1.35) + j(4/\pi) = 16.7 - j2.43$$

从上列结果可看到: 要保证加载天线上获得行波电流, 参数 Ψ