

新登(京)字 024 号

内 容 提 要

本书介绍了电磁辐射对环境的污染、环境电磁场测量的特点和规律,以及各种频率电磁辐射(包括近区场和远区场)的测量原理、测量仪器和测量方法。

本书可供从事环境保护、电磁兼容、计量测试和技术监督的工作人员参考,也可作为高等院校电磁场、电磁测量、电磁干扰和电磁兼容等课程的教学参考书。

环境电磁场测量

郎 澎 侯均衡 毛陆虹 编著

刘有铎 审

责任编辑 王朋植

—*—

中国计量出版社出版

北京和平里西街2号

中国计量出版社印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

—*—

开本 850×1168/32 印张 8.25 字数 210千字

1992年1月第1版 1992年1月第1次印刷

印数 1—5 000

ISBN 7-5026-0484-7/TB·378

定价 4.80 元

目 录

第一章 电磁波与天线基础	(1)
1.1 电磁波基础	(1)
1.2 天线基础	(12)
1.3 测量中几种常见的天线	(22)
第二章 测量方法概述	(34)
2.1 电磁辐射源	(34)
2.2 测量方法概述	(39)
第三章 射频电磁场的测量	(48)
3.1 辐射场的频谱分析	(48)
3.2 辐射场强测量	(68)
3.3 脉冲干扰场强的测量	(100)
3.4 近区场强的测量	(112)
第四章 微波辐射场的测量	(127)
4.1 测量仪器及原理	(127)
4.2 微波辐射场的测量	(144)
第五章 工频电、磁场的测量	(149)
5.1 工频电场的测量	(149)
5.2 工频磁场的测量	(157)
5.3 工频设备射频电磁辐射的测量	(160)
第六章 静态电、磁场的测量	(161)
6.1 静电场的测量	(161)
6.2 恒定磁场的测量	(168)
第七章 一般电磁环境的测量	(180)
7.1 定点测量	(181)
7.2 巡回测量	(186)

第八章 测量数据处理与误差分析	(190)
8.1 影响测量精度的因素	(190)
8.2 测量误差	(195)
8.3 测量数据的处理	(207)
第九章 智能化测量	(213)
9.1 智能化测量系统	(213)
9.2 智能化数据处理系统	(227)
第十章 环境电磁场的预测	(236)
10.1 电磁波的传播	(236)
10.2 环境电磁场预测方法	(241)
10.3 一些典型辐射源电磁辐射场强的预测	(242)
参考文献	(251)

第一章 电磁波与天线基础

1.1 电磁波基础

1.1.1 平面电磁波的传播特性

在环境电磁辐射测量中,远区场可近似地看成是平面波,一些比较复杂的波型也可以看成是各种平面波的叠加。我们以均匀平面波为例,说明电磁波的传播特性。

沿 x 方向传播的均匀平面波可以表示为

$$\mathbf{E} = E_y = E_{ym} \sin(\omega t - \beta x + \varphi) \mathbf{j} \quad (1-1)$$

$$\mathbf{H} = H_z = H_{zm} \sin(\omega t - \beta x + \varphi) \mathbf{k} \quad (1-2)$$

式中, E_{ym} 、 H_{zm} 为电场和磁场的振幅; ω 为角频率; β 为相位常数; φ 为初位相。几个常用参数之间的换算关系为

$$T = \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\omega} \quad (1-3)$$

$$\beta = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (1-4)$$

$$\lambda f = c \quad (1-5)$$

式中, T 为周期; f 为频率; λ 为波长; $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 是电磁波在自由空间传播的速度。可以看出, $\mathbf{E}$ 和 $\mathbf{H}$ 同频率、同位相,而且互相垂直,并且都垂直于传播方向。所以,平面电磁波称为横电磁波 (TEM 波)。

电场和磁场之比称为电磁波的波阻抗,记为 Z ,可以证明,

$$Z = \frac{E_y}{H_z} = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad (1-6)$$

对于自由空间

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120 \pi = 377 \Omega \quad (1-7)$$

式中, μ 和 ε 为媒质的磁导率和介电常数, μ_0 和 ε_0 为真空的磁导率和介电常数。

均匀平面电磁波也可以用复数表示为

$$\dot{\mathbf{E}} = \dot{E}_y e^{j(\omega t - \beta z)} \mathbf{j} \quad (1-8)$$

$$\dot{\mathbf{H}} = \dot{H}_x e^{j(\omega t - \beta z)} \mathbf{k} = \frac{\dot{E}_y}{Z_0} e^{j(\omega t - \beta z)} \mathbf{k} \quad (1-9)$$

其中, 复振幅

$$\dot{E}_y = \dot{E}_{ym} e^{j\psi} \quad (1-10)$$

电磁波单位时间内穿过与传播方向垂直的单位面积的能量称为辐射功率密度, 也称为能流密度或坡印亭矢量, 常用 $\mathbf{S}$ 表示, 可以证明:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (\text{W/m}^2) \quad (1-11)$$

在式 (1-1) 和式 (1-2) 中, 我们选取 $\mathbf{E}$ 沿 y 方向, $\mathbf{H}$ 沿 z 方向, 由式 (1-11), $\mathbf{S}$ 就沿 x 方向, 即电磁波传播的方向。

研究辐射场常用平均辐射功率密度 S_{av} , 可由下式计算:

$$S_{av} = \frac{1}{T} \int_0^T S dt \quad (1-12)$$

或用复数表示为

$$S_{av} = \text{Re} \left(\frac{1}{2} \dot{\mathbf{E}} \times \dot{\mathbf{H}}^* \right) \quad (1-13)$$

式中, Re 表示取实部。把式 (1-1)、(1-2) 代入式 (1-12), 或把式 (1-8)、(1-9) 代入式 (1-13) 都可以得到,

$$S_{av} = \frac{1}{2} \frac{E_{ym}^2}{Z_0} = \frac{E_y^2}{Z_0} \quad (1-14)$$

所以, 测量远区辐射场时, $\mathbf{E}$ 、 $\mathbf{H}$ 、 S_{av} 不需要一一测量, 只需

测出一个量，另外两个量可由式 (1-6) (1-14) 算出。

1.1.2 电磁波的极化

在式 (1-1)、(1-2) 中， E 只有 y 分量， H 只有 z 分量，这只是一个特例。一般情况下， E (或 H) 在垂直于传播方向的平面内有两个分量 E_y 和 E_z 。

若 E_y 和 E_z 位相相同 (为使讨论简化，取初位相 $\varphi=0$)

$$\left. \begin{aligned} E_y &= E_{ym} \sin(\omega t - \beta x) \\ E_z &= E_{zm} \sin(\omega t - \beta x) \end{aligned} \right\} \quad (1-15)$$

在 $x=0$ 的等相位面 (即波阵面) 上

$$E_y = E_{ym} \sin \omega t$$

$$E_z = E_{zm} \sin \omega t$$

合成电场为

$$\mathbf{E} = E_{ym} \sin \omega t \mathbf{j} + E_{zm} \sin \omega t \mathbf{k}$$

如图 1-1 所示，合场强的大小：

$$E = \sqrt{E_{ym}^2 + E_{zm}^2} \sin \omega t$$

合场强的方向：

$$\theta = \operatorname{tg}^{-1} \frac{E_{zm}}{E_{ym}}$$

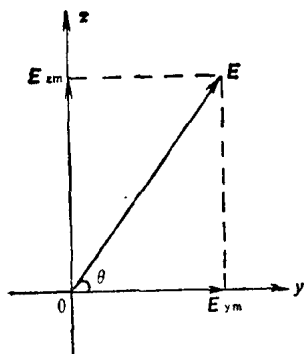


图 1-1 线极化波

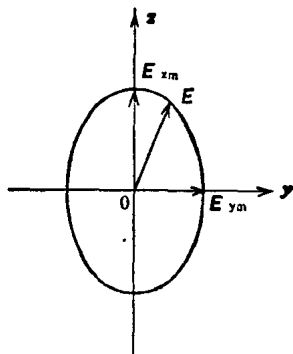


图 1-2 椭圆极化波

θ 为一常量, 表示合电场只在与 y 轴成 θ 角的直线上变化, 这种电磁波称为线极化波。在 1.1.1 节中讨论的电磁波的电场只有 y 分量, 称为沿 y 方向的线极化波。

若 E_y 和 E_z 位相相差 $\pi/2$, 即

$$\left. \begin{aligned} E_y &= E_{ym} \sin(\omega t - \beta x) \\ E_z &= E_{zm} \sin\left(\omega t - \beta x + \frac{\pi}{2}\right) = E_{zm} \cos(\omega t - \beta x) \end{aligned} \right\} \quad (1-16)$$

在 $x=0$ 的等相位面上:

$$E_y = E_{ym} \sin \omega t$$

$$E_z = E_{zm} \cos \omega t$$

消去 ωt , 可以得到

$$\frac{E_y^2}{E_{ym}^2} + \frac{E_z^2}{E_{zm}^2} = 1 \quad (1-17)$$

这是一个椭圆方程, 表明合成电场 E 的端点的轨迹是一个椭圆, 如图 1-2 所示。这种电磁波称为椭圆极化波。

若 E_y 和 E_z 的位相差 $\Delta\varphi \neq \pi/2$, 合成电场 E 的端点的轨迹仍是一个椭圆, 但与坐标轴斜交。

若 E_y 和 E_z 位相相差 $\pi/2$, 且振幅相等, 即 $E_{ym} = E_{zm} = E_m$, 式 (1-17) 就变为

$$E_y^2 + E_z^2 = E_m^2$$

合成电场 E 的端点的轨迹是一个圆, 这种电磁波称为圆极化波。

可以看出, 圆极化波和椭圆极化波都可以看成是由位相不同的线极化波迭加而成。

在环境电磁辐射测量中, 常把电场 E 平行于地面的线极化波称为水平极化波, 把电场 E 垂直于地面的线极化波称为垂直极化波。

1.1.3 辐射场的迭加

在环境电磁辐射测量中, 经常需要计算几种频率辐射的合场

强或总的辐射功率密度。

一、不同频率辐射场的迭加

先讨论极化方向互相平行的两种不同频率的辐射场的迭加，设电场分别为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= E_{1m} \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) \mathbf{j} \\ \mathbf{E}_2 &= E_{2m} \sin(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) \mathbf{j} \end{aligned} \right\} \quad (1-18)$$

则磁场可以表示为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{H}_1 &= \frac{E_{1m}}{Z_0} \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) \mathbf{k} \\ \mathbf{H}_2 &= \frac{E_{2m}}{Z_0} \sin(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) \mathbf{k} \end{aligned} \right\} \quad (1-19)$$

式中， $\beta_1 = \omega_1/c$ ， $\beta_2 = \omega_2/c$ 。总的平均辐射功率密度

$$S_{av} = \frac{1}{T} \int_0^T (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dt \quad (1-20)$$

式中， $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$ ， $\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$ 。把式 (1-18)、(1-19) 代入式 (1-20)：

$$\begin{aligned} S_{av} &= \frac{1}{T} \int_0^T [E_{1m} \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) + E_{2m} \sin(\omega_2 t - \\ &\quad \beta_2 x + \phi_2)] \times \left[\frac{E_{1m}}{Z_0} \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) + \right. \\ &\quad \left. \frac{E_{2m}}{Z_0} \sin(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) \right] dt \end{aligned} \quad (1-21)$$

周期分别为 T_1 、 T_2 的辐射场的合场强的周期是 T_1 、 T_2 的最小公倍数，因此，可以令 $T = nT_1 = kT_2$ ，其中 $n \neq k$ ，均为正整数。式 (1-21) 的积分中：

$$\frac{1}{T} \int_0^T \sin^2(\omega t - \beta x + \phi) dt = \frac{1}{2} \quad (1-22)$$

$$\frac{1}{T} \int_0^T \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) \sin(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) dt = 0 \quad (1-23)$$

所以

$$S_{av} = \frac{1}{2} \frac{E_{1m}^2}{Z_0} + \frac{1}{2} \frac{E_{2m}^2}{Z_0} = S_{av1} + S_{av2} \quad (1-24)$$

由式 (1-14), $S_{av} = E_m^2 / 2 Z_0$, 所以合场强为

$$E_m = \sqrt{E_{1m}^2 + E_{2m}^2}$$

利用有效值可表示为

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2} \quad (1-25)$$

对于极化方向互相垂直的两种不同频率的辐射场, 设电场分别为

$$\left. \begin{aligned} E_1 &= E_{1m} \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) \mathbf{j} \\ E_2 &= E_{2m} \sin(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) \mathbf{k} \end{aligned} \right\} \quad (1-26)$$

则磁场应表示为

$$\left. \begin{aligned} H_1 &= \frac{E_{1m}}{Z_0} \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) \mathbf{k} \\ H_2 &= -\frac{E_{2m}}{Z_0} \sin(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) \mathbf{j} \end{aligned} \right\} \quad (1-27)$$

所以

$$\begin{aligned} S_{av} &= \frac{1}{T} \int_0^T [(E_{1m} \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) \mathbf{j} + E_{2m} \sin(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) \mathbf{k}) \times \left[\frac{E_{1m}}{Z_0} \sin(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) \mathbf{k} - \frac{E_{2m}}{Z_0} \sin(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) \mathbf{j} \right] dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T \left[\frac{E_{1m}^2}{Z_0} \sin^2(\omega_1 t - \beta_1 x + \phi_1) \mathbf{i} + \frac{E_{2m}^2}{Z_0} \sin^2(\omega_2 t - \beta_2 x + \phi_2) \mathbf{i} \right] dt \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{E_{1m}^2}{Z_0} + \frac{E_{2m}^2}{Z_0} \right) \mathbf{i} \end{aligned}$$

所以

$$S_{av} = S_{av1} + S_{av2}$$

利用式 (1-14), 同样可以得到合场强:

$$E_m = \sqrt{E_{1m}^2 + E_{2m}^2}$$

用有效值可表示为

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$$

与式 (1-25) 相同。所以, 两种不同频率辐射场的迭加, 无论极化方向互相平行还是互相垂直, 合场强都可以利用式 (1-25) 计算。这个结论也可以推广为 N 种不同频率辐射场的迭加:

$$E = \sqrt{\sum_{i=1}^N E_i^2} \quad (\text{V/m}) \quad (1-28)$$

$$S_{av} = \frac{E^2}{120\pi} \quad (\text{W/m}^2) \quad (1-29)$$

二、相同频率辐射场的迭加

先讨论极化方向互相平行的两种相同频率辐射场的迭加, 设电场分别为

$$E_1 = E_{1m} \sin(\omega t - \beta x_1 + \phi_1) \mathbf{j} \quad (1-30)$$

$$E_2 = E_{2m} \sin(\omega t - \beta x_2 + \phi_2) \mathbf{j} \quad (1-31)$$

磁场可以表示为

$$H_1 = \frac{E_{1m}}{Z_0} \sin(\omega t - \beta x_1 + \phi_1) \mathbf{k} \quad (1-32)$$

$$H_2 = \frac{E_{2m}}{Z_0} \sin(\omega t - \beta x_2 + \phi_2) \mathbf{k} \quad (1-33)$$

所以

$$\begin{aligned} S_{av} = & \frac{1}{T} \int_0^T [E_{1m} \sin(\omega t - \beta x_1 + \phi_1) + E_{2m} \sin(\omega t - \\ & \beta x_2 + \phi_2)] \mathbf{j} \times \left[\frac{E_{1m}}{Z_0} \sin(\omega t - \beta x_1 + \phi_1) + \right. \\ & \left. \frac{E_{2m}}{Z_0} \sin(\omega t - \beta x_2 + \phi_2) \right] \mathbf{k} dt \end{aligned}$$

上式中

$$\begin{aligned} & \frac{1}{T} \int_0^T \sin(\omega t - \beta x_1 + \phi_1) \sin(\omega t - \beta x_2 + \phi_2) dt \\ &= \frac{1}{2} \cos[\beta(x_1 - x_2) - (\phi_1 - \phi_2)] \end{aligned} \quad (1-34)$$

再利用式 (1-22), 可以得到

$$\begin{aligned} S_{av} &= \frac{1}{2} \frac{E_{1m}^2}{Z_0} + \frac{1}{2} \frac{E_{2m}^2}{Z_0} + \\ & \quad \frac{E_{1m} E_{2m}}{Z_0} \cos[\beta(x_1 - x_2) - (\phi_1 - \phi_2)] \end{aligned}$$

与式 (1-14) 对比, 合场强为

$$E_m = \sqrt{E_{1m}^2 + E_{2m}^2 + 2 E_{1m} E_{2m} \cos[\beta(x_1 - x_2) - (\phi_1 - \phi_2)]}$$

写成有效值:

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 \cos[\beta(x_1 - x_2) - (\phi_1 - \phi_2)]} \quad (1-35)$$

式 (1-35) 根号中第三项是由于两列电磁波的干涉引起的, 可以看出, 合场强是随两列电磁波的位相差 $\Delta\phi = \beta(x_1 - x_2) - (\phi_1 - \phi_2)$ 变化的。在空间一些点上干涉加强, 在另一些点上干涉减弱。

(1) 当 $\Delta\phi = 2n\pi$ 时 ($n=0, 1, 2, \dots$), $E = E_1 + E_2$, 合场强最大;

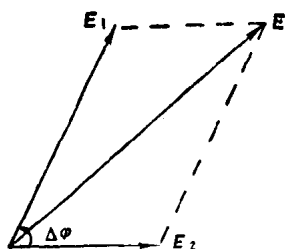


图 1-3 矢量图解法

(2) 当 $\Delta\phi = (2n+1)\pi$ 时,

$E = E_1 - E_2$, 合场强最小;

(3) 当 $\Delta\phi = (2n+1)\pi/2$

时, $E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$;

(4) 一般情况下, 合场强由式 (1-35) 表示, 也可以用矢量图解法求出, 如图 1-3 所示。

对于极化方向互相垂直的两

相同频率辐射场的迭加，很容易导出合场强：

$$E = \sqrt{E_1^2 + E_2^2}$$

1.1.4 电磁波的反射

在环境电磁辐射测量中，经常需要考虑电磁波的反射。设入射波为

$$\dot{E}_1 = \dot{E}_0 e^{-j\beta r_1} \quad (1-36)$$

则反射波可以写为

$$\dot{E}_2 = \dot{R}\dot{E}_1 = |\dot{R}|\dot{E}_1 e^{-j\phi(r_2 - r_1) + \phi} \quad (1-37)$$

式中， $\dot{R}$ 为反射系数； $|\dot{R}|$ 和 ϕ 分别是反射系数的模和位相， r_1 、 r_2 分别是入射波和反射波传播的距离。

定义入射面为入射波方向与反射面法线构成的平面。电矢量 E 在入射面内的电磁波称为平行极化波（如图 1-4 a 所示）；电

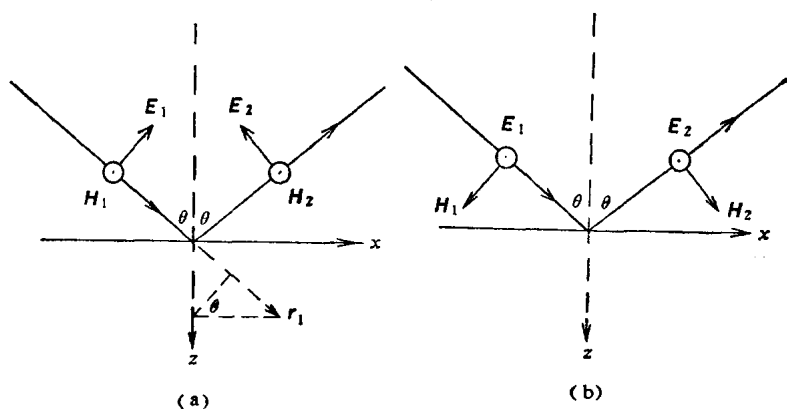


图 1-4 平行极化波 (a) 和垂直极化波 (b)

矢量 E 垂直于入射面的电磁波称为垂直极化波（如图 1-4 b 所示）。任意方向的极化波都可分解为平行极化波和垂直极化波的迭加。注意把这里定义的平行极化波和垂直极化波与 1.1.2 节中介绍的相对于地面的水平极化波和垂直极化波区别开。平行极化

波的反射系数为

$$\begin{aligned}\dot{R}_p &= |\dot{R}_p| e^{-j\phi_p} \\ &= \frac{(\epsilon_r - j 60 \lambda \sigma) \cos \theta - \sqrt{(\epsilon_r - j 60 \lambda \sigma)^2 - \sin^2 \theta}}{(\epsilon_r - j 60 \lambda \sigma) \cos \theta + \sqrt{(\epsilon_r - j 60 \lambda \sigma)^2 - \sin^2 \theta}}\end{aligned}\quad (1-38)$$

垂直极化波的反射系数为

$$\begin{aligned}\dot{R}_v &= |\dot{R}_v| e^{-j\phi_v} \\ &= \frac{\cos \theta - \sqrt{(\epsilon_r - j 60 \lambda \sigma)^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{(\epsilon_r - j 60 \lambda \sigma)^2 - \sin^2 \theta}}\end{aligned}\quad (1-39)$$

式中, ϵ_r 、 σ 分别是反射物的相对介电常数和电导率, λ 是入射波的波长, θ 是入射角。

可以看出, 若反射面为良导体 ($60 \lambda \sigma / \epsilon_r \gg 1$), 只要入射角 θ 不接近 90° , 都有 $|\dot{R}_p| = 1$ 、 $\phi_p = 0$; $|\dot{R}_v| = 1$ 、 $\phi_v = \pi$ 。入射波和反射波迭加, 合场强为

$$\begin{aligned}\dot{E} &= \dot{E}_1 + \dot{E}_2 \\ &= \dot{E}_0 e^{-j\beta r_1} \pm \dot{E}_0 e^{-j\beta r_2}\end{aligned}\quad (1-40)$$

式 (1-40) 中, 平行极化波取 “+” 号, 垂直极化波取 “-” 号, 式中

$$\begin{aligned}r_1 &= x \sin \theta + z \cos \theta \\ r_2 &= x \sin \theta - z \cos \theta\end{aligned}$$

如图 1-4 所示。代入式 (1-40)

$$\begin{aligned}\dot{E} &= \dot{E}_0 (e^{-j\beta z \cos \theta} \pm e^{j\beta z \cos \theta}) e^{-j\beta x \sin \theta} \\ &= 2 \dot{E}_0 \begin{Bmatrix} \cos(\beta z \cos \theta) \\ -j \sin(\beta z \cos \theta) \end{Bmatrix} e^{-j\beta x \sin \theta}\end{aligned}\quad (1-41)$$

可以看出, 无论是平行极化波还是垂直极化波, 在良导体反射面的法线方向 (z 方向) 都呈现驻波状态。例如, 对于垂直极化波:

$$\dot{E} = -2j \dot{E}_0 \sin(\beta z \cos \theta) e^{-j\beta x \sin \theta}$$

其振幅随 z 按 $\sin(\beta z \cos \theta)$ 的规律作周期性变化; 当 $\beta z \cos \theta = -(2n+1)\pi/2$, 其中 $n=0, 1, 2, \dots$, 即 $z = -(2n+1)\lambda/4 \cos \theta$ 时, 电场振幅最大。当 $\beta z \cos \theta = -n\pi$, 即 $z = -n\lambda/2 \cos \theta$ 时,

电场振幅为零。

若反射面不是良导体，入射波和反射波迭加，合场强为

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \vec{E}_0 e^{-j\beta r} + \vec{R} \vec{E}_0 e^{-j\beta r} \\ &= \vec{E}_0 (e^{-j\beta z \cos \theta} + \vec{R} e^{j\beta z \cos \theta}) e^{-j\beta x \sin \theta} \quad (1-42)\end{aligned}$$

在反射面的法线方向既有行波又有驻波，称为行驻波状态，定义驻波比 s 为 z 方向场强的最大值与最小值之比，可以证明。

$$s = \frac{E_{\max}}{E_{\min}} = \frac{1 + |\vec{R}|}{1 - |\vec{R}|} \quad (1-43)$$

在环境电磁辐射测量中，经常需要考虑地面的反射。普通地面(中等干湿地面)的反射系数曲线如图 1-5 所示。图中， $|R|$ 、 ϕ 分别表示反射系数的模和位相； θ 为入射角； P 表示平行极化波； V 表示垂直极化波，曲线旁的数字表示频率 (GHz)。

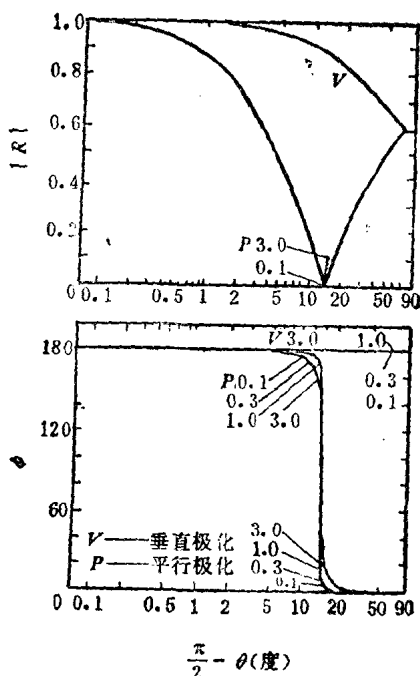


图 1-5 地面反射系数

由于地面或高大建筑物的反射，地面上或建筑物前存在驻波，会出现明显的波峰和波谷，在选择测试点或确定测试天线高度时，需要考虑这一因素。

1.2 天线基础

1.2.1 单元天线的辐射，近区场和远区场

单元天线也称为偶极子天线，是一根载有高频电流的短导线，如图 1-6 所示，中心馈电，

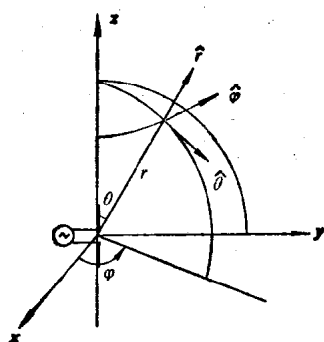


图 1-6 偶极子天线

两端带有的等量异号电荷随时间作周期性变化，导线的长度 $\Delta l \ll \lambda$ ，所以沿导线电流等幅同相。常用的各种线状天线都可以看作是由许多偶极子天线的串联组合，天线的辐射场可以看作是这些偶极子天线辐射场的迭加，因此，偶极子天线是天线的辐射单元。

设单元天线的馈电电流 $i = I_m \sin \omega t$ ，用复数可表示为 $i = I_m e^{j\omega t}$ 。利用一般电磁场理论书籍中介绍的方法，可以导出单元天线的辐射场强：

$$\left. \begin{aligned} \dot{H}_\phi &= \frac{j \Delta l \sin \theta}{4 \pi} \left(j \frac{\beta}{r} + \frac{1}{r^2 \omega} \right) e^{-j \beta r} \\ \dot{H}_r &= \dot{H}_\theta = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-44)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_r &= -j \frac{i \Delta l \cos \theta}{2 \pi \epsilon_0 \omega} \left(j \frac{\beta}{r^2} + \frac{1}{r^3} \right) e^{-j \beta r} \\ \dot{E}_\theta &= -j \frac{i \Delta l \sin \theta}{4 \pi \epsilon_0 \omega} \left(-\frac{\beta^2}{r} + j \frac{\beta}{r^2} + \frac{1}{r^3} \right) e^{-j \beta r} \\ \dot{E}_\phi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-45)$$

一、远区场

$\beta r \gg 1$ 或 $r \gg \lambda/2\pi$ 的区域称为发射天线的远区, 也称为辐射区。场强表达式 (1-44)、(1-45) 中略去 $1/\beta r$ 的高次项, 可以化简为

$$\left. \begin{aligned} \dot{H}_\theta &= \frac{j\Delta l \sin\theta}{4\pi} \cdot \beta^2 \cdot j \frac{1}{\beta r} e^{-j\beta r} \\ &= j \frac{j\Delta l \sin\theta}{2\lambda r} e^{-j\beta r} \\ \dot{H}_r &= \dot{H}_\phi = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-46)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_\theta &= -j \frac{j\Delta l \sin\theta}{4\pi\epsilon_0\omega} \cdot \beta^3 \cdot \left(-\frac{1}{\beta r}\right) e^{-j\beta r} \\ &= j \frac{j\Delta l \beta \sin\theta}{2\epsilon_0\omega\lambda r} e^{-j\beta r} \\ \dot{E}_r &= \dot{E}_\phi = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-47)$$

可以看出, 远区场具有以下特点:

(1) 只有 $\dot{E}_\theta$ 和 $\dot{E}_\phi$ 两个分量都正比于 $e^{-j\beta r}/r$, 两者同位相, 互相垂直, 平均辐射功率密度矢量 $\mathbf{S}_{av} = \text{Re}\left(\frac{1}{2}\dot{\mathbf{E}} \times \dot{\mathbf{H}}^*\right)$ 沿 r 方向, 所以远区的场是辐射场, 所传播的就是 1.1.1 节中介绍的 TEM 波。

(2) 电场和磁场之比:

$$\frac{E_\theta}{H_\theta} = \frac{\beta}{\epsilon_0\omega} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \text{ } (\Omega)$$

为自由空间波阻抗。所以, 测量远区辐射场时, 只需测出 E 、 H 或 S_{av} 中的一个量, 另外两个量可由计算得出。

(3) E_θ 和 H_θ 都正比于 $\sin\theta$, 所以远区场的辐射具有方向性。

二、近区场

$\beta r \ll 1$ 或 $r \ll \lambda/2\pi$ 的区域称为发射天线的近区, 也称为似稳

区或感应区。场强表达式 (1-44)、(1-45) 中略去 $1/\beta r$ 的低次项和相位因子 $e^{-j\beta r}$ ，可以化简为

$$\left. \begin{aligned} \dot{H}_\phi &= \frac{j\Delta l \sin \theta}{4\pi r^2} \\ \dot{H}_r &= \dot{H}_\theta = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-48)$$

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_r &= -j \frac{j\Delta l \cos \theta}{2\pi\epsilon_0 \omega r^3} \\ \dot{E}_\theta &= -j \frac{j\Delta l \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 \omega r^3} \\ \dot{E}_\phi &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-49)$$

再利用 $\dot{I} = d\dot{q}/dt = j\omega \dot{q}$ ，电场可以写为

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_r &= \frac{\dot{q}\Delta l \cos \theta}{2\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{\dot{p} \cos \theta}{2\pi\epsilon_0 r^3} \\ \dot{E}_\theta &= \frac{\dot{q}\Delta l \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{\dot{p} \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} \end{aligned} \right\} \quad (1-50)$$

式中， $\dot{p} = \dot{q}\Delta l$ ，是偶极子天线上的瞬时电偶极矩。下面分析一下近区场的特点，

(1) 式 (1-48) 中， $\dot{H}_\phi$ 的表达式与恒定电流磁场的公式，即毕奥-萨伐定律的表达式形式相同；式 (1-50) 中电场的表达式与电偶极子产生的静电场的表达式形式相同（这些都可以从电磁场理论或电磁学教材中查到）。所以，近区的磁场是偶极子天线上的瞬时电流元 $i\Delta l$ 产生的，与恒定磁场相似；近区的电场是偶极子天线上的瞬时偶极子 $\dot{q}\Delta l$ 产生的，与静电场相似。因此，辐射天线的近区也称为似稳区。

(2) 由式 (1-48) 和 (1-49) 可以看出，近区内电场和磁场的位相相差 90° ，很容易算出平均功率密度矢量为零，所以近区场是感应场。

(3) 近区场中 E 和 H 之间没有恒定的比例关系，所以需要分别测量 E 和 H 。

(4) 在辐射天线的近区， $H \propto 1/r^2$ 、 $E \propto 1/r^3$ ，所以近区的