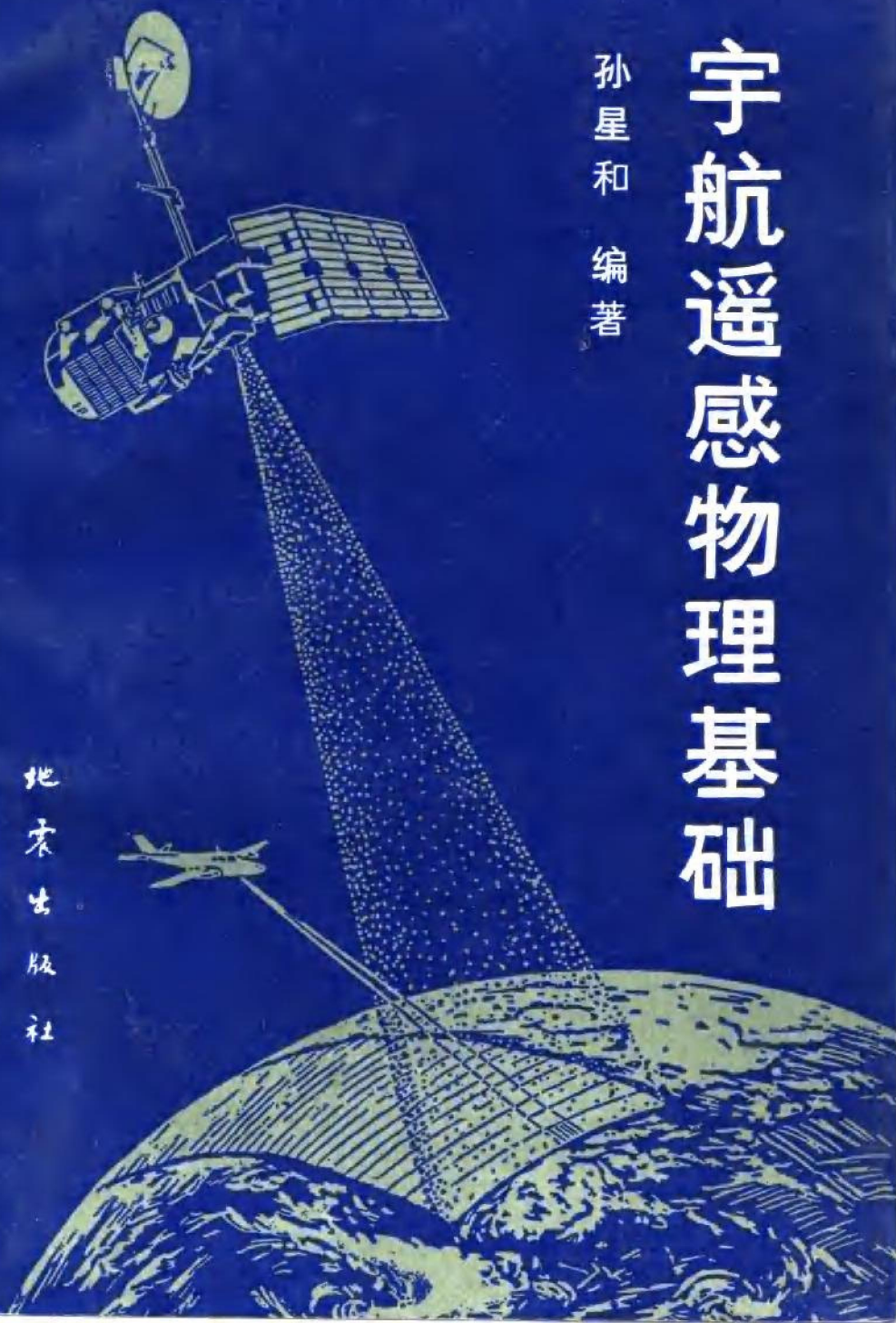


宇航遥感物理基础

孙星和 编著

地震出版社



30348404

V520
02

宇航遥感物理基础

孙星和 编著

地震出版社

内 容 提 要

本书介绍宇航遥感的基本物理问题。笔者在近十多年来讲授《遥感物理》课程的教学实践与科研的基础上,本着突出重点,力求“画龙点睛”地阐述尖端技术与基础理论之联结的原则编写成的。

全书共六章,分为三大部分。第一、二章为第一部分,全面阐述电磁辐射的波动性与量子性及其产生的微观机制。第三、四、五章为第二部分,介绍电磁辐射与物质相互作用机理,包括地面各类物体的可见光、近红外反射光谱特性与热辐射特性,以及相应波段的宇航遥感模式;介绍微波辐射与物体的相互作用,被动式微波遥感系统和主动式微波遥感系统——雷达,以及雷达图象的物理特征。第三部分即第六章,介绍电磁辐射与地球大气的作用,大气对辐射传输的影响及大气窗口、遥感光谱通道。

本书可作为农、林、水、地学、海洋、气象、环境等各学科领域的遥感专业研究生、大学生的教学参考书。可供从事遥感技术研究与应用的技术工作者参考。

宇航遥感物理基础

孙星和 编者

责任编辑:吴冰

责任校对:耿艳

地质出版社 出版

北京民族学院南路9号

北京朝阳展望印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

全国各地新华书店经售

850×1168 1/32 6.5 印张 173千字

1990年12月第一版 1990年12月第一次印刷

印数 0001—1550

ISBN 7-5028-0408-0/V·2

(796)定价:4.50元

前 言

“遥感”(Remote Sensing), 顾名思义就是“遥远的感知”。广义而言, 非接触式地球探测技术均属于遥感范畴, 例如航天、航空遥感技术, 地球物理探测技术等。狭义遥感, 则仅指宇航遥感技术, 通常直称遥感技术。它是采用装载于飞行器(也称遥感平台)上的遥感器系统, 从空中探测地球表面各种覆盖物辐射的近紫外、可见、红外、微波波段电磁辐射信息, 进行地球资源与环境调查。

地球表面覆盖物的种类繁多, 各种物体的物理、化学性质差别很大。不同波长电磁辐射与物质相互作用机理也各不相同。因此, 宇航遥感的物理过程十分复杂, 它涉及电磁理论、光学物理、无线电物理、大气物理及农、林、地学等学科。

本书主要介绍宇航遥感的基本物理问题。全书共六章, 含三大部分。第一、二章组成第一部分, 全面介绍电磁辐射的性质, 包括波动性和量子性; 系统介绍电磁辐射产生的微观机制, 即原子光谱与结构、分子光谱与结构、固体光谱与结构。第三、四、五章为第二部分, 介绍电磁辐射与物质相互作用机理, 包括地表各类物体的可见光、近红外反射光谱特性和物体的热辐射、微波辐射特性, 以及遥感模式、数据比较。介绍主动式遥感系统——微波雷达及雷达图象的物理特性。第三部分, 即第六章, 介绍电磁辐射与地球大气的作用, 大气对辐射传输的影响及大气窗口、遥感光谱通道。

地球资源与环境遥感, 是空间科学技术的重要组成部分, 在人类认识自然、征服自然的进程中, 有着特殊的作用。它的应用范围及深度都在迅速发展之中。作者在十多年来从事遥感教学和

科学研究的基础上，编写本书。希望能对读者有所裨益；在遥感技术应用的不断发展与深化过程中做一点贡献。限于作者的水平，书中错误及不妥之处难免，恳请读者批评指正。

目 录

第一章 电磁辐射的性质与传播	(1)
§ 1.1 电磁辐射的性质	(1)
1.1.1 电磁辐射的波动性	(1)
1.1.2 电磁辐射的量子性	(17)
1.1.3 电磁波谱	(24)
§ 1.2 电磁辐射的传播	(25)
1.2.1 电磁辐射的反射、折射及散射	(25)
1.2.2 电磁辐射的吸收与色散	(33)
1.2.3 电磁辐射的偏振	(36)
1.2.4 多普勒效应	(39)
§ 1.3 电磁辐射度量与单位	(42)
1.3.1 辐射量	(43)
1.3.2 光谱量	(46)
1.3.3 光度量及其单位	(48)
1.3.4 光度量与辐射量的关系	(48)
第二章 物质的光谱与结构	(50)
§ 2.1 原子光谱与原子结构	(50)
2.1.1 玻尔的氢原子模型	(50)
2.1.2 氢原子的椭圆轨道 角量子数	(57)
2.1.3 空间量子化 磁量子数	(59)
2.1.4 多电子原子的光谱	(62)
2.1.5 X射线与 γ 射线	(67)
§ 2.2 分子光谱与分子结构	(68)
2.2.1 分子结构	(68)

2.2.2	分子能级与光谱	(70)
2.2.3	分子的转动光谱	(70)
2.2.4	分子的振动-转动光谱	(73)
2.2.5	分子的电子-振动-转动光谱	(78)
§ 2.3	固体光谱与固体结构	(81)
2.3.1	固体结构	(81)
2.3.2	能带论简介	(85)
2.3.3	晶格振动 声子	(88)
2.3.4	固体光谱	(92)
第三章	地物反射辐射	(96)
§ 3.1	几种反射辐射术语和反射面类型	(96)
3.1.1	几种反射辐射术语	(96)
3.1.2	反射面类型	(98)
§ 3.2	地物反射光谱特性	(102)
3.2.1	水的光谱特性	(102)
3.2.2	植物的光谱特性	(107)
3.2.3	土壤的光谱特性	(112)
3.2.4	岩石的光谱特性	(116)
3.2.5	影响地物反射光谱特性的因素	(120)
§ 3.3	地物反射光谱特性与遥感	(123)
3.3.1	空中遥测地物辐射亮度的基本模式	(123)
3.3.2	光谱数据比较	(125)
第四章	物体的热辐射	(131)
§ 4.1	绝对黑体 基尔霍夫定律	(131)
§ 4.2	绝对黑体的辐射定律	(133)
4.2.1	普朗克黑体辐射公式	(134)
4.2.2	维恩位移定律	(135)
4.2.3	斯忒藩-波耳兹曼定律	(137)
§ 4.3	一般物体的热辐射	(139)

4.3.1	色温度·····	(139)
4.3.2	一般物体的斯忒藩-波耳兹曼定律·····	(140)
4.3.3	比辐射率·····	(141)
4.3.4	物体的热惯量·····	(144)
§ 4.4	宇航遥感的热模式·····	(146)
第五章	微波辐射与雷达 ·····	(150)
§ 5.1	微波辐射与物质的作用·····	(150)
5.1.1	物体的微波辐射·····	(150)
5.1.2	微波辐射计·····	(152)
§ 5.2	微波雷达·····	(155)
5.2.1	雷达探测参量·····	(156)
5.2.2	侧视雷达与雷达散射计·····	(162)
5.2.3	雷达图象的物理特征·····	(167)
第六章	地球大气对电磁辐射传输的影响 ·····	(170)
§ 6.1	大气的成分与结构·····	(170)
6.1.1	大气成分·····	(170)
6.1.2	大气结构·····	(171)
§ 6.2	大气与电磁辐射的相互作用·····	(175)
6.2.1	大气散射效应·····	(175)
6.2.2	大气的吸收·····	(186)
6.2.3	大气热辐射与大气折射·····	(188)
6.2.4	大气光学厚度·····	(190)
§ 6.3	大气对太阳辐射的影响·····	(192)
6.3.1	太阳结构与能量来源·····	(192)
6.3.2	太阳辐射光谱·····	(193)
§ 6.4	大气窗口与遥感光谱通道·····	(196)
参考文献	·····	(197)

第一章 电磁辐射的性质与传播

本章在经典电磁理论的范畴内，依据麦克斯韦电磁场理论，讨论电磁辐射的波动性及其在传播中的基本规律，包括反射、折射、吸收、散射及偏振等；并且，从爱因斯坦光量子假说出发，讨论电磁辐射的量子性；简介波粒二象性，以了解电磁辐射的本性。

§ 1.1 电磁辐射的性质

电磁场在空间的直接传播称为电磁辐射。它是电磁能的一种动态形式。装载在宇航平台上的遥感器系统，接收的就是地表、地球大气物质的电磁辐射。电磁辐射在传播过程中具有波动性和量子性两重特性。

1.1.1 电磁辐射的波动性

1. 定性描述

电磁振荡在空间的传播形成电磁波。1887年德国物理学家赫兹由两个带电小球的火花放电实验，证实了电磁场在空间的直接传播，验证了电磁波的存在。

电磁振荡在空间传播的必要条件为：(1)变化的电场(位移电流)激发产生涡旋磁场；(2)变化的磁场又激发产生涡旋电场。如图1.1所示。

设想在空间某处有一个电磁振源，它的交变电流或电场在自己的周围激发了涡旋磁场，由于磁场也是交变的，它又在自己的周围激发涡旋电场。交变的涡旋电场和交变的涡旋磁场相互激发，闭合的电力线与磁力线如环形链条一样，逐次地套连下去，在空

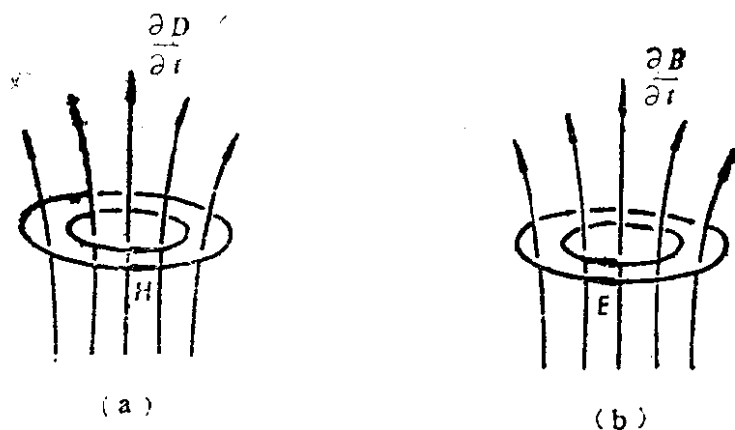


图1.1 变化的电场与磁场的相互感生
(a)涡旋磁场; (b)涡旋电场

间传播开来, 形成电磁波。图1.2是电磁振荡沿某一个方向传播的示意图。实际上, 电磁振荡是向空间各个方向传播的。

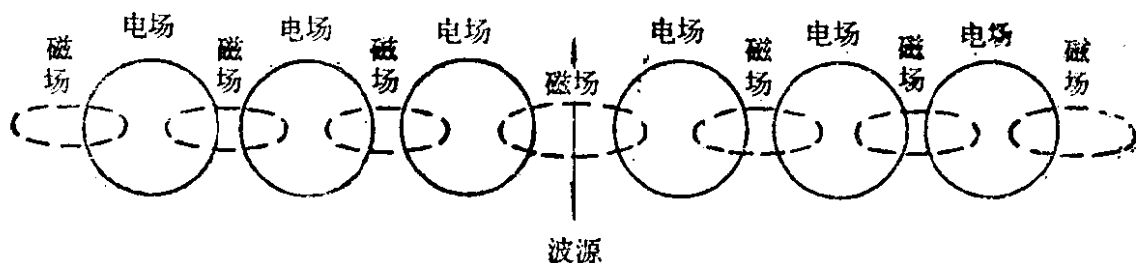


图1.2 电磁振荡沿某一方向传播示意图

通常, 当一个LC振荡电路在无热功耗及电磁辐射损失的理想情况下, 电感L上贮存的电磁能量逐渐地转化为电容器C上的电场能量, 在磁场能量完全转化为电场能量之后, 电场能量又逐渐地转化为磁场能量, 这种电、磁能量的不断转化过程就是电磁振荡。为了把电磁振荡传播出去, 除了电路中须有不断的能量补给, 还须必备两个条件: 一是振荡电路的固有频率足够高, 因为, 单位时间内辐射的电磁能与频率的四次方成正比; 二是电路必须开放, 使集中在电容元件中的电场能量, 以及集中在电感线圈中的磁场能

量，都分散到空间中去。图1.3示出 LC振荡电路演变过渡到偶极子的过程。由图可见，演变的趋势是使电容器的极板面积越来越小，间隔越来越大；而自感线圈的匝数则是越来越少。这样，一方面使电容 C 和电感 L 的数值减小，而提高了振荡率频；另一方面电路越来越开放，使电场和磁场散布到空间中去。最后，如图 1.3(d)，振荡电路完全演化成一根直导线，电流在其中往复振荡，导线两端出现正负交替的等量异号电荷，这样的电路称为振荡偶极子，简称偶极振子。广播电台或电视台的天线即为类似的偶极振子，发出的电磁振荡通过空间直接传播出去。

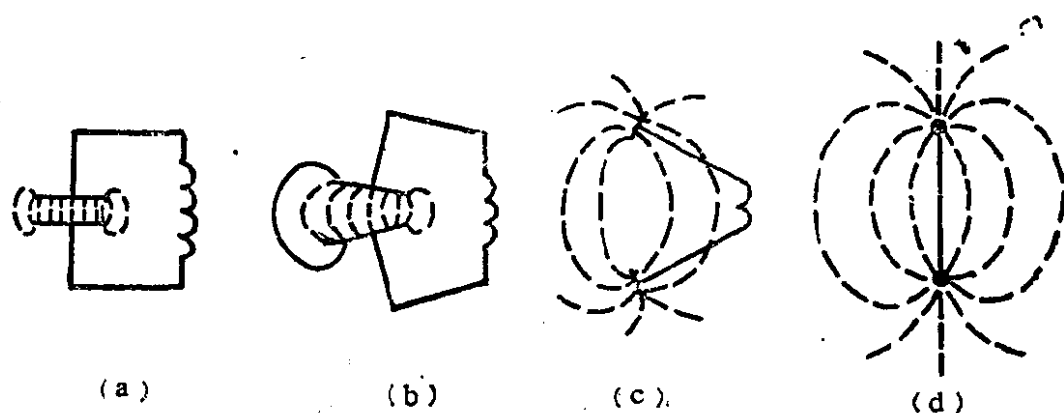


图1.3 LC振荡电路演化为偶极振子的过程

2. 麦克斯韦方程组

1862年英国物理学家麦克斯韦总结了库仑、高斯、安培、法拉第及其他科学家的实验规律，并加以发展，提出关于电磁现象的基本规律，预言了电磁波的存在。还从本质上证明了光波和电磁波的统一性。

麦克斯韦用四个方程式描述电磁场的基本规律。在方程式中引入几个物理量，它们是：电场强度矢量 $\mathbf{E}$ 、电位移矢量 $\mathbf{D}$ 、磁场强度矢量 $\mathbf{H}$ 、磁感应矢量 $\mathbf{B}$ 、电荷的体密度 ρ 、电流体密度矢量 $\mathbf{J}$ 。对线性各向同性介质，上述物理量之间有下列关系：

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}, \quad (1.1.1)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (1.1.2)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}, \quad (1.1.3)$$

式中 ϵ 称为物质的介电常数， μ 称为物质的磁导率， σ 为物质的电导率。在各向同性介质中 $\mathbf{D}$ 的方向与 $\mathbf{E}$ 的方向是一致的， $\mathbf{B}$ 的方向与 $\mathbf{H}$ 的方向是一致的。在真空中 $\epsilon = \mu = 1$ ，对一般非铁磁介质可认为 $\mu \approx 1$ ，而 ϵ 的变化范围却可以很大，而且是波长(或频率)的函数。式(1.1.3)就是欧姆定律($V = IR$)的微分形式，此式说明了电流密度 $\mathbf{J}$ 的方向与电场 $\mathbf{E}$ 的方向一致。

(1) 麦克斯韦方程组的积分形式为：

$$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = \iiint 4\pi \rho dV, \quad (1.1.4)$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad (1.1.5)$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{1}{C} \iint \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{S}, \quad (1.1.6)$$

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = \iint \left(\frac{4\pi}{C} \mathbf{J} + \frac{1}{C} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \right) \cdot d\mathbf{S}. \quad (1.1.7)$$

式中 l 是长度、 S 是面积、 V 是体积， C 为一常数，等于 $3.0 \times 10^8 \text{m/s}$ ，

$\int$ 号是线积分， $\iint$ 号是面积分， $\iiint$ 号是体积分，积分符号上的小圆圈表示沿着一个闭合环路或闭合面的积分。

式(1.1.4)实际上是高斯定理的积分表达式，左边为一闭合面的积分，右边为此闭合面体积内的积分。根据高斯定理、通过闭合面的电位移通量等于该闭合面内所包含的总电荷。

式(1.1.5)是磁场的高斯定理，即通过任一闭合面的磁感应通量为零，也就是说明磁荷是不存在的〔与式(1.1.4)中电荷类比〕，磁力线永远是闭合的。

式(1.1.6)是法拉第电磁感应定律的数学表达式。左边为一闭合回路的积分，右边为任一以此回路为边界的面积分。此式说明磁场的变化 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 能在其周围激发涡旋电场。图 1.1(b)中已说明了两者的关系，假如磁感应强度增加的方向是向上的，则由于磁感应变化所产生的涡旋电场的方向如图所示，两者构成左手螺旋，这是由方程的负号所决定的。

式(1.1.7)是安培环路定律的推广，积分的取法与式(1.1.6)相同。此式说明涡旋磁场是由传导电流 $\mathbf{J}$ 及位移电流 $\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 激发的。由式(1.1.1)可知 $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ ，因此所谓位移电流 $\frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ 实际上就是变化的电场，它是能激发磁场的。因此式(1.1.6)与式(1.1.7)说明电场的变化能激发磁场，磁场的变化能激发电场，即电、磁场是能够相互激发的。

(2) 麦克斯韦方程组的微分形式为：

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 4\pi\rho, \quad (1.1.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.1.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{C} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{4\pi}{C} \mathbf{J} + \frac{1}{C} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1.1.11)$$

式(1.1.8)至(1.1.11)的这种微分形式与式(1.1.4)至(1.1.7)的那种积分形式是完全等价的，物理意义相同。通常，把微分形式作为麦克斯韦方程的代表写法。

麦克斯韦方程组在直角坐标系中的表达式如下：

$$\frac{\partial D_z}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_x}{\partial z} = 4\pi\rho, \quad (1.1.12)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (1.1.13)$$

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

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \frac{4\pi}{C} J_x + \frac{\varepsilon}{C} \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \frac{4\pi}{C} J_y + \frac{\varepsilon}{C} \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{4\pi}{C} J_z + \frac{\varepsilon}{C} \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{aligned} \right\}, \quad (1.1.15)$$

式中 D_x 、 D_y 、 D_z 表示 $\mathbf{D}$ 在 x 、 y 、 z 方向的分量。其他量的下角标的意思与此类推。

在电磁辐射通过两种介质交界面的情况下，由于界面上介质性质的突变，电磁场也会有突变，因而对这些界面上的各个点，麦克斯韦方程组的微分形式失去了意义，须用新的形式来代替，这就是电磁场的边界关系。它与麦克斯韦方程组相当，是麦克斯韦方程在界面的表达式。在交界面上，麦克斯韦方程组的积分形式仍然是适用的，从积分形式可直接得到边界关系(推导从略)如下：

$$n \cdot (\mathbf{D}_1 - \mathbf{D}_2) = 4\pi\sigma \quad \text{或} \quad \mathbf{D}_{1n} = \mathbf{D}_{2n} + 4\pi\sigma, \quad (1.1.16)$$

$$n \cdot (\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) = 0 \quad \text{或} \quad \mathbf{B}_{1n} = \mathbf{B}_{2n}, \quad (1.1.17)$$

$$n \times (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) = 0 \quad \text{或} \quad \mathbf{E}_{1t} = \mathbf{E}_{2t}, \quad (1.1.18)$$

$$n \times (\mathbf{H}_1 - \mathbf{H}_2) = 0 \quad \text{或} \quad \mathbf{H}_{1t} = \mathbf{H}_{2t}, \quad (1.1.19)$$

式中 n 为界面的法线， σ 为界面的自由面电荷密度，下角标 n 表示界

面处的法线分量，下角标 t 表示界面处的切线分量。式(1.1.16)说明，如果界面存在有自由面电荷，则界面法向的电位移矢量有一跃变；如果没有自由面电荷(但可以有自由体电荷)，则法向的电位移矢量是连续的。式(1.1.17)说明在界面磁感应通量的法向分量是连续的。式(1.1.18)与(1.1.19)说明在界面处电场强度矢量与磁场强度矢量的切向分量是连续的。

(3) 真空中的麦克斯韦方程组

由于真空中没有自由电荷 ρ 与传导电流 $\mathbf{J}$ ，而 $\varepsilon = \mu = 1$ ，故真空中的麦克斯韦方程是比较简单的，但从中得到的规律仍具有普遍意义。真空中的麦克斯韦方程为：

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (1.1.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (1.1.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{C} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1.1.22)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{C} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (1.1.23)$$

在直角坐标中，上述各式成为：

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0, \quad (1.1.24)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} + \frac{\partial H_z}{\partial z} = 0, \quad (1.1.25)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{1}{C} \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\frac{1}{C} \frac{\partial H_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\frac{1}{C} \frac{\partial H_z}{\partial t} \end{aligned} \right\}, \quad (1.1.26)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= \frac{1}{C} \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= \frac{1}{C} \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \frac{1}{C} \frac{\partial E_z}{\partial t} \end{aligned} \right\}, \quad (1.1.27)$$

(4) 讨论

设有一沿 x 轴方向传播的平面电磁波，其波阵面与 yz 平面平行。因此，在任意一个与 yz 面平行的平面上，电场强度都是相同的，磁场强度也是相同的，即 $\mathbf{E}$ 与 $\mathbf{H}$ 对 y 和 z 的偏微分为零，故方程式(1.1.24)至(1.1.27)为以下形式：

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = 0, \quad (1.1.28)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0, \quad (1.1.29)$$

$$\left. \begin{aligned} 0 &= -\frac{1}{C} \frac{\partial H_x}{\partial t} \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} &= \frac{1}{C} \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -\frac{1}{C} \frac{\partial H_x}{\partial t} \end{aligned} \right\}, \quad (1.1.30)$$

$$\left. \begin{aligned} 0 &= \frac{1}{C} \frac{\partial E_x}{\partial t} \\ \frac{\partial H_x}{\partial x} &= -\frac{1}{C} \frac{\partial E_y}{\partial t} \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \frac{1}{C} \frac{\partial E_x}{\partial t} \end{aligned} \right\}, \quad (1.1.31)$$

1) 电磁波是横波

由式(1.1.28)与(1.1.29)可知,沿 x 轴传播的电磁波没有 E_x 及 H_x 分量,即不存在与传播方向一致的电磁场分量。证明了电磁波是横波,具偏振特性。

2) $\mathbf{E} \perp \mathbf{H} \perp \mathbf{V}$

若把电场矢量 $\mathbf{E}$ 的方向取为 y 轴,即 $\mathbf{E} = E_y$,而 $E_x = 0$,则由式(1.1.30)中的第二式得到 $\frac{\partial H_y}{\partial t} = 0$ 。由式(1.1.31)的第三式得

$\frac{\partial H_y}{\partial x} = 0$, 则 $\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} = 0$,说明磁场强度在 y 轴方向的分量是一个与任何时空变量无关的常数,即 H_y 等于零。由此可见,如果 $\mathbf{E}$ 矢量沿 y 轴方向,则 $\mathbf{H}$ 矢量必然是沿 z 轴方向, $\mathbf{E}$ 与 $\mathbf{H}$ 是彼此垂直的。因而在电磁波中,电场矢量 $\mathbf{E}$ 、磁场矢量 $\mathbf{H}$ 与传播方向 $\mathbf{V}$ 三者之间相互垂直,即 $\mathbf{E} \perp \mathbf{H} \perp \mathbf{V}$ 。图1.4是电磁波的示意图。

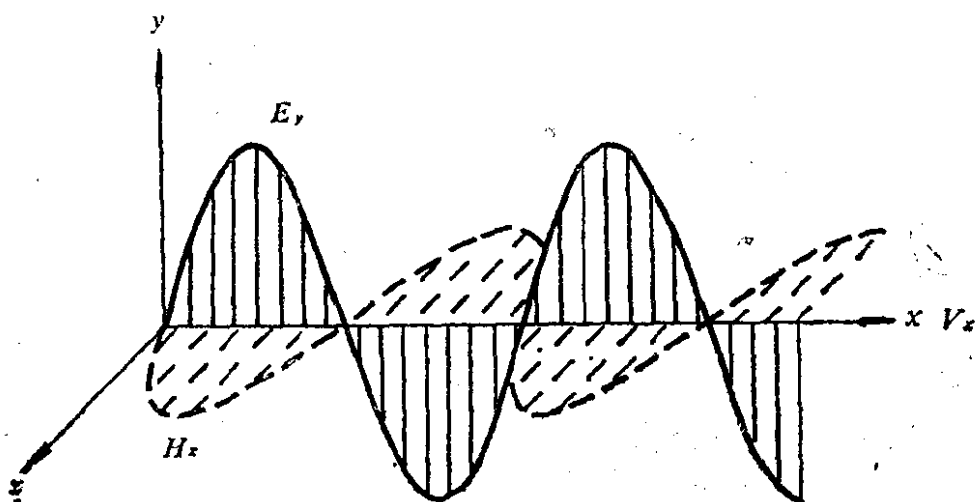


图1.4 电磁波的示意图

由以上讨论,式(1.1.28)至(1.1.31)只存在以下二式:

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{1}{C} \frac{\partial H_z}{\partial t}, \quad (1.1.32)$$