



中等专业学校教学用书

无线电基础

(下 册)

原编者：西安邮电学院

审校者：邮电院校无线电基础教材选编组

人民邮电出版社



内 容 提 要

本书系邮电中等专业学校无线电通信专业教学用书。全书分上下二册，上册包括：集总常数迴路、分布常数迴路；下册包括：电磁波的辐射；无线电波的传播；天线导论；天线的理论基础；长波和中波天线；短波天线等。

無 线 电 基 础 (下册)

原編者：西 安 邮 电 学 院

审校者：邮电院校无线电基础教材选编组

出版者：人 民 邮 电 出 版 社

北京东四 6 条 15 号

(北京市书刊出版营业登记证出字第〇四八号)

印刷者：北 京 市 印 刷 一 厂

发行者：新 华 书 店

开本 787×1092 1/32

1962 年 4 月北京第一版

印张 8 16/32 页数 272

1962 年 4 月北京第一次印刷

印刷字数 228,000 字

印数 1—15,200 册

統一书号：K 15045 · 总1299—无342

定价：(9) 1.00 元

73.45
187

DG46105 目 录

第十章 电磁波的辐射	1
§ 1 电磁波的辐射过程与赫兹偶极子	1
§ 2 基本振子的电磁场和方向图	7
§ 3 电磁波的基本特性	13
§ 4 基本振子所辐射的功率	15
§ 5 理想导电面上的偶极子, 鏡象法	18
第十一章 無綫电波的傳播	21
§ 1 概述	21
§ 2 太阳和太阳气层的基本概念	23
§ 3 地面大气层及其特性	25
§ 4 电离层对无线电波传播的影响	28
§ 5 长波和中波的传播	41
§ 6 长波和中波电場强度的計算	46
§ 7 短波的传播	51
§ 8 无线电接收的干扰、場强的标准	69
第十二章 天綫导論	76
§ 1 发射天线和接收天线	76
§ 2 天线是一个开放的振蕩回路	77
§ 3 天线的质量指标	79
第十三章 天綫的理論基础	90
§ 1 基本振子	90
§ 2 对称振子和接地振子	92
§ 3 多振子天线	123
§ 4 有电流行波的导线的辐射	122
§ 5 无线电波的接收	168
§ 6 天线的分类	176
第十四章 长波和中波天綫	178
§ 1 概述	178

§ 2	調諧鉛垂振子到諧振的方法	183
§ 3	具有天线頂的鉛垂振子的諧振	188
§ 4	电压和电流沿具有水平部分的天线的变化	191
§ 5	天线的靜态电容和靜态电感	195
§ 6	长波和中波天线的輻射电阻、損耗电阻和效率	199
§ 7	地线及地网	202
§ 8	天线与发射机輸出級的耦合	204
§ 9	长波和中波天线的饋电	207
§ 10	复式长波和中波天线	209
§ 11	长波和中波的接收天线	211
第十五章	短波天线	223
§ 1	概述	223
§ 2	用不对称振子作为短波天线	228
§ 3	用对称振子作为短波天线	231
§ 4	同相水平天线	238
§ 5	菱形天线	246
§ 6	行波天线——魚骨形天线	253
§ 7	架設天线应用的器材及技术結構	262

第十章 电磁波的辐射

§ 1 电磁波的辐射^①过程与赫兹偶极子

所谓电磁波的辐射，就是高频电流的能量变换为电磁波的能量过程。

赫兹偶极子（图 10-1）是基本的电磁能辐射体之一，它是用两个细小的导体作成（假设它没有电容），在它的两端装有集总的电容（譬如小球），该电容的存在使得这偶极子导体中的电流均匀分布。

赫兹偶极子是电磁波最基本的辐射单元，所以也称它为基本振子。许多实际应用的各色各样的天线可认为是很多个赫兹偶极子的组合。

现在我们就来阐明这种基本振子振荡电荷的辐射过程。设图 10-2 在 M 点有一点电荷 $+Q$ ，在它的周围有辐射状的电场。

如果把电荷 $+Q$ 一刹那间移动到 N 点，那末电荷的电场也就同时移动了。

与电场移动同时发生的物理过程可从这样的概念出发来理解，就是电力线都可比作拉紧着的一条绳子。如果电荷移动了某一段距离，则从此电荷发出的任一条电力线也被电荷拉动了这一段距离。但由于电力线好似一条拉紧

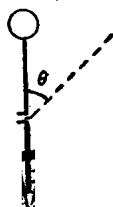


图 10-1

的绳子，所以它一端的位移不能象绝对刚体那样立即传递到遥远的另一端，而要经过一段由电荷传递才能到达。这个过程在自由空间中是以光的速度而进行的。

如果电荷 $+Q$ 沿 Oz 轴作简谐振荡，那末由于电荷所进的周期性

① 这里以及以后所讨论的电磁波仅包括通常所说的无线电波部分，至于其他如热波、光波、X 光及各种射线（如 α 、 β 、 γ ）的电磁波则不在本

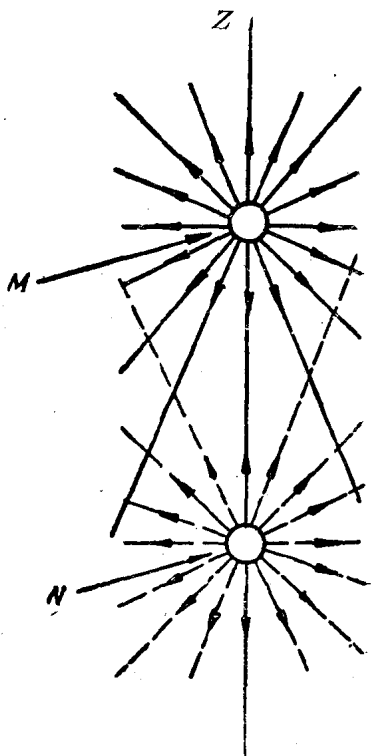


图 10-2

所示的正弦曲綫。电力綫的变化由力綫的一点传播到其他各点的情况，和水上水质点的振动从一点传播到另一点的情况相似。正如

电力綫拉力变化的传递过程，电荷的电場也将作簡諧振盪的运动。这就是說，电場的电綫将按照波浪形变化，并且电場力綫的这些簡諧振盪将以光速从該点处逐点传出。从电荷 $+Q$ 发出的各电力綫的波状运动的振幅，随方向不同而各不相同。沿 Oz 軸方向的电力綫在电荷移动时保持了自己的直綫形状，因此其横向的拉力变化的振幅为零。与 Oz 軸垂直的那些电力綫的垂直的拉力变化为最大，因为与 Oz 軸垂直的电力綫在电荷 $+Q$ 振盪时有最大的位移。图10-3中所示的一根电力綫，在电荷振盪以前，它是与 Oz 軸垂直的直綫；在电荷位置經過了一系列的簡諧振盪后，这电力綫变形而成为图10-3

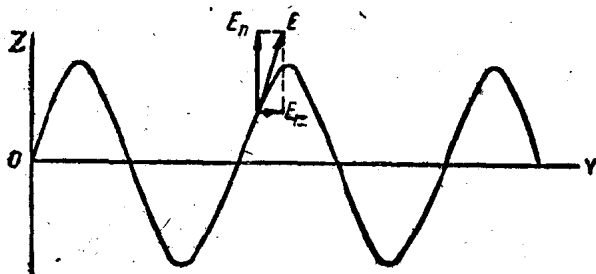


图 10-3

同水质点的振动从一点传到另一点的速度（这时水质点并非沿着振动传播方向移动）决定于媒质，而与水质点的振动频率无关。电力线变形的传播速度也是决定于媒质，而与振盪的频率无关。电力线变形的传播速度在空气中与光速相近。

显然，电场强度矢量 $\vec{E}$ 在变了形的电力线的各点上的方向是不同的。矢量 $\vec{E}$ 可以分成两个分量：与代表电力线变形前的方向 Oy 直线相平行的分量 E_r ，以及与 Oy 垂直的分量 E_n （见图10-3）。用这种方法把变形的电力线各点上的瞬间矢量 $\vec{E}$ 都分解成与它们相应的分量，就可以得到两族电力线。其中第一族包括了所有与电荷未动时的电力线相平行的电力线，而第二族则包括与电荷未动时的电力线相垂直的电力线，并在某瞬间依所在点位置的不同而有不同的值，如图10-4中所示。分量 E_n 的值将随时间而变化，并且以近似于光速沿 y 的方向移动，也就是说，它将成为行波，其公式如下：

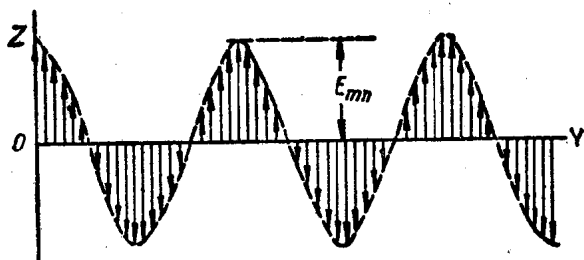


图 10-4

$$E = E_{mn} \sin(\omega t - \alpha r), \quad (10-1)$$

式中， E 是与 Oy 垂直电场强度分量的瞬时值，它与电荷不动时的电力线相垂直；

E_{mn} 是电场强度的振幅；沿 Oz 轴振盪时振幅；

αr 是某一点的电场变化滞后于辐射中心点电场变化的相位差；

r 是从辐射中心点到某一计算点间的距离；

$\alpha = \frac{\omega}{c}$ 是相移常数, 即在前一点后面一单位长度的一点上, 电

场变化的滞后相位角。

上述电场强度的变化引起了相应的磁场强度的变化, 实际上, 可以把电荷的振荡看成为交变电流, 而交变电流在其周围就产生了交变的磁场。因此, 除了按式 10-1 变化的交变电场而外, 沿 Oz 轴振荡的电荷还在 Oz 轴的周围产生交变的磁场, 并且在空间任何一点, 该磁场强度的矢量是和该点的电场强度矢量相垂直。上述的电场强度及磁场强度变化的结合就构成了电磁波 (图 10-5)。其中矢量 $\vec{E}$ 及 $\vec{H}$ 相互垂直且相位相同。电磁波运动的方向由矢量 $\vec{S}$ (即乌莫夫-坡印廷矢量) 确定。不难证明, 能量是始终如一地从电荷振荡中心沿 Oy 轴向外部空间传播。

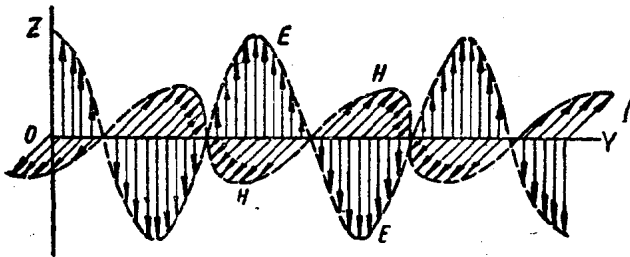


图 10-5

为了简便起见, 一般表示电磁波时都只画出一个电场。以后我们也将这样做, 但不要忘记交变磁场与交变电场总是同时存在着的。

上面我们已研究了沿着与电荷振荡的 Oz 轴垂直的方向传播的电磁波。在这个方向上传播的电磁波, 其电场强度的振幅是最大的。在与电荷振荡的 Oz 轴成 θ 角的任意方向 Ox 上, 同一电磁波的电场强度的振幅见图 10-6, 应为

$$E_{m\theta} = E_{mn} \sin \theta. \quad (10-2)$$

实际上, 沿 Oz 轴的振幅为 OC 的电荷振荡, 可以分解为两个振荡: 一个是沿 Ox 方向而振幅为 OL 的振荡; 这是我们所不感兴趣

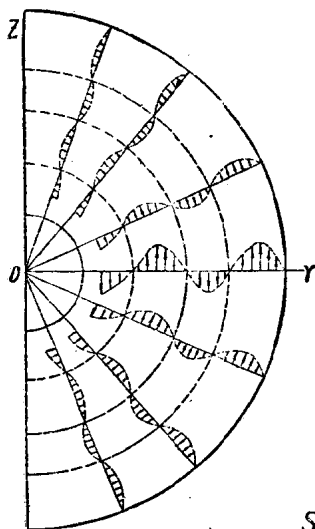


图 10-7

$$S \equiv \frac{1}{r^2}.$$

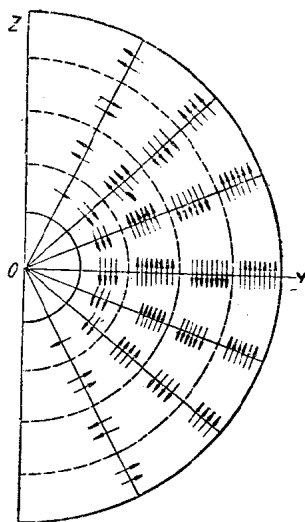


图 10-8

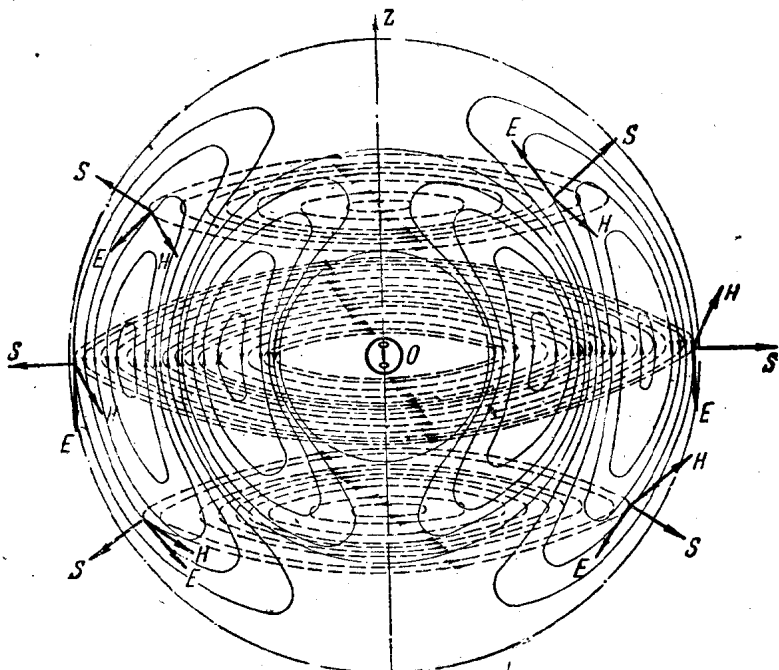


图 10-9

应当指出，图 10-9 是假设基本振子在以任意半径为 r 的球面的中心，并与 Oz 轴重合。我们把通过球心并与 Oz 轴垂直的平面称为赤道面，而通过 Oz 轴的平面称为子午面。

从图 10-9 可以看出，振子的电力线是在子午面上，而磁力线的形状是以 Oz 轴为圆心的圆周，它位于与 Oz 轴垂直的平面上（在图中未画出）。所以，在空间任意点的磁场矢量垂直于通过该点的子午面；而电场矢量 E 就在子午面上。

可见，在电磁场中任意点的矢量 E 和 H 是在包括该点的球面的切面上（这个切面与该点相切）。烏莫夫——坡印廷矢量表明，电磁波是沿着起始于球心的半径传播。换句话说，在该种情况下，得到球面波，在离开振子很远的地方可以把它看成平面波。

§ 2. 基本振子的电磁场和方向图

现在我们来研究如何求出电场强度 E 的具体数值。假定图 10-10 中电荷 $+Q$ 在某已知时间以前是沿着 Oz 轴以等速 v 运动着，因而，电场也随着作等速运动。电荷的这种等速运动并不引起电力线的波形变态。现在假定我们开始制止电荷的振动，即使其得到一个负加速度 $a = \frac{v}{\tau}$ ，并且从开始制止时起经过了 τ 一段时间后，电荷静止在 A 点。

我们来研究一下某一时间 t 内 Oz 轴周围电场的情况。在靠近 Oz 轴处，电场在电荷停止运动时即已停止运动；但与此同时，在很远的距离电场则还在继续运动。因为电场运动停止的传播速度与光速相同，那末经过时间 t 以后，电场运动的停止就发现在离开 Oz 轴的距离为 $r = ct$ （第 I 区）的地点。在距离 $r_1 = c(t + \tau)$ 处，电场的情况将仍然相当于电荷为等速运动时的电场状态（第 III 区）。就是说，电场所呈现的状态就好像电荷是在我们观察的那个瞬间到达了距 A 点的距离等于 vt 的 B 点似的。不运动的电场转变为运动的电场过程在 II 区内进行，这个区域是在球面 S_1 及 S_2 之间。两球面的

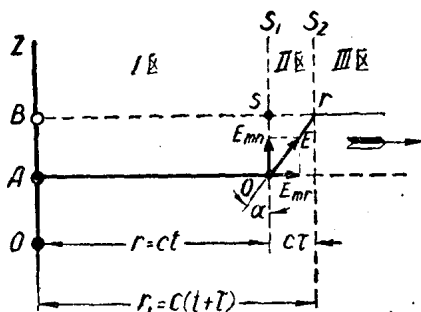


图 10-10

可用库伦定律求出:

$$E_{mr} = \frac{Q}{r^2} \quad (10-3)$$

由于电荷的减速运动, 在 II 区中合成电场的方向与 S_1 面成 α 角; 因此, 除了与 Oz 轴垂直的电场分量 E_{mr} 外, 还有电场分量 E_{mn} , 它与 E_{mr} 垂直且以光速沿着与 Oz 轴垂直的方向运动 (图 10-10)。由电荷的位移及随之而产生的电场变动状态所引起的这种运动, 我们称之为电磁波。 E_{mn} 的数值决定于电荷运动变慢的速度 (即负加速度), 且显然可用下式求出:

$$E_{mn} = E_{mr} \operatorname{ctg} \alpha. \quad (10-4)$$

在三角形 OST (图 10-10) 中有

$$\operatorname{ctg} \alpha = \frac{OS}{ST} = \frac{AB}{r_1 - r} = \frac{vt}{c\tau}. \quad (10-5)$$

将 (10-3) 式中 E_{mr} 的数值和式 (10-5) 中 $\operatorname{ctg} \alpha$ 的数值代入式 (10-4) 即得

$$E_{mn} = \frac{Q}{r^2} \frac{vt}{c\tau}. \quad (10-6)$$

最后由于 $\frac{v}{\tau} = a$ 及 $r = ct$ 得

$$E_{mn} = \frac{Q}{c^2 r} a. \quad (10-7)$$

半径分别为 ct 及 $c(t + \tau)$ 。
在 S_1 及 S_2 表面上取很小的面积, 我们可以把它当作是平面。当 τ 很小时 II 区是很狭窄的 (可近似地认为 S_1 和 S_2 与 AB 的距离相等), 因而, 电荷 Q 在 S_1 及 S_2 平面上所引起的静电电场强度 E_{mr} 可以看成是相等的, 并

如果电荷 $+Q$ 沿 Oz 轴方向做谐振荡，其频率为 f ，与角频率为 ω 相适应，而其振幅为 l_m (图 10-11)，那末如果以电荷在中心位置时作为开始计算的时间，即 $t=0$ ，则电荷离开中心位置的距离的瞬时值应为

$$l = l_m \sin \omega t.$$

所以电荷运动的速度为 $v = \frac{dl}{dt} = \omega l_m \cos \omega t$ ，电荷运动的加速度为 $a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 l_m \sin \omega t$ ，加速度 a 的振幅等于 $a_m = \omega^2 l_m$ 。

将 a 值代入用来求电荷振动所产生的电场强度振幅的式 (10-7) 中去，就得到下列形式：

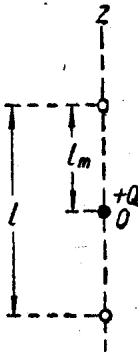


图 10-11

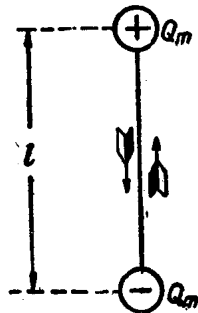


图 10-12

$$E_m = \frac{Q}{c^2 r} \omega^2 l_m. \quad (10-8)$$

在这个最后的等式里，已将 E 的注脚 mn 代之以 m (它是代表振幅值的符号)，因为以后我们不再利用带 mr 符号的分向量了。

电荷 $+Q$ 以振幅 l_m 振荡的过程和赫兹偶极子中的振荡过程是等效的。赫兹偶极子在前面已谈到了，是一根只有电感的导线，在导线两端各接上一个球形导体以构成集总电容 (图 10-12)。

设上下两端都接有圆球的导线的长度为 $2l_m = l$ ，圆球上分别加

上电荷 $+Q_m$ 及 $-Q_m$, 则和闭合振荡电路中电容器放电的情况相似, 在偶极子中就产生了电的自由振荡。如果偶极子的电荷瞬时值依 $q = Q_m \sin \omega t$ 定律而变化, 那末, 在偶极子中的电流瞬时值将为

$$i = \frac{dq}{dt} = \omega Q_m \cos \omega t \quad (10-9)$$

且电流的振幅为 $I_m = \omega Q_m$, 所以

$$Q_m = \frac{I_m}{\omega}. \quad (10-10)$$

电荷 $+Q_m$ 向下而电荷 $-Q_m$ 向上, 然后又 $+Q_m$ 向上, $-Q_m$ 向下的这种运动, 在数学上相当于电荷 $Q = 2Q_m$ 的上下运动。因此, 将 $Q = 2Q_m = \frac{2I_m}{\omega}$ 代入式(10-8), 并且将偶极子的长度 $2l_m$ 用 l 符号表示, 即得

$$E_m = \frac{\omega I_m l}{c^2 r}. \quad (10-11)$$

上式中所有的数值单位均采用 CGSE 制。因为 $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$, 故上式可改写如下:

$$E_m = \frac{2\pi I_m l}{\lambda c r}, \quad (10-12)$$

或者, 化为实用单位, 并将光速 $c = 3 \times 10^{10}$ 代入, 我们得到

$$\begin{aligned} \frac{1}{300} E_m \left(\frac{\text{伏}}{\text{厘米}} \right) &= \frac{2\pi I_m (\text{安}) 3 \times 10^9 l (\text{厘米})}{\lambda (\text{厘米}) 3 \times 10^9 r (\text{厘米})}, \\ E_m &= \frac{60\pi I_m l}{\lambda r}. \end{aligned} \quad (10-13)$$

式中 E 的单位为伏/厘米, I 是安培(a), l , λ 及 r 单位为厘米。

如果 l 及 λ 采用任何相同的长度单位, 而 r 用公里为单位, 则 E_m 的单位就成为伏/公里, 或者是毫伏/米。

用式(10-13)可以求得通过偶极子中心点并与偶极子轴垂直的平面上的电场强度的振幅, 即在所谓赤道面内电场强度的振幅。如果计算与偶极子轴线成 θ 角任何方向电场强度时, 那末根据式

(10-2), 电场强度的振幅就由下式求出:

$$E_m = \frac{60\pi I_m l}{\lambda r} \sin \theta. \quad (10-14)$$

同样磁场强度的振幅为:

$$H_m = \frac{E_m}{\rho_0} = \frac{E_m}{120\pi} = \frac{I_m l}{2r\lambda} \sin \theta \quad (10-15)$$

式中 $\rho_0 = 120\pi$ 称为空气的波阻抗

根据这些极其重要的公式, 可以断定, 基本振子所发射的电磁波具有下列特性:

振子的场强与振子的长度和振子中的电流强度成正比。

场强与波长成反比, 因此电磁波发射效率随其频率增高而加强。从这里也就可以明白, 为什么无线电通信中必须利用高频振荡。

如上面所证明的, 场强又与离开振子的距离成反比而减弱, 这是与静电场完全不同的地方。

在子午面上, 场强随着 θ 角的减小而减弱^①, 它如图 10-13 所示。因为在上列出的公式中, 是用因子, $F(\theta) = \sin \theta$ 来考虑的。所以基本振子在子午面上具有方向性。

基本振子在子午面上的极坐标方向图是 8 字形, 它如图 10-13 a 所示。在图 10-13 b 中, 是把同一方向图画在直角坐标上。(所谓偶极子的方向图就是在一个平面上距离相等的各不同方向上, 偶极子所产生的电场强度相对值的曲线)。

在场强的公式中不包含 φ , 所以在赤道面上, 基本振子没有方向性 (图 10-13 b, c)。

把基本振子在赤道面上和在子午面上的方向图综合在一起, 我们便得到迴轉环状的空间方向图 10-14。

例 1 长度 $l = 10$ 厘米的振子辐射波长 $\lambda = 10$ 米的电磁波。如果振子中的电流振幅 $I_m = 1$ 安培, 试求在赤道面上 ($\theta = 90^\circ$) 离振子的距离 $r = 1$ 千米处的

① 指在第一及三象限, 在二、四象限只相反。

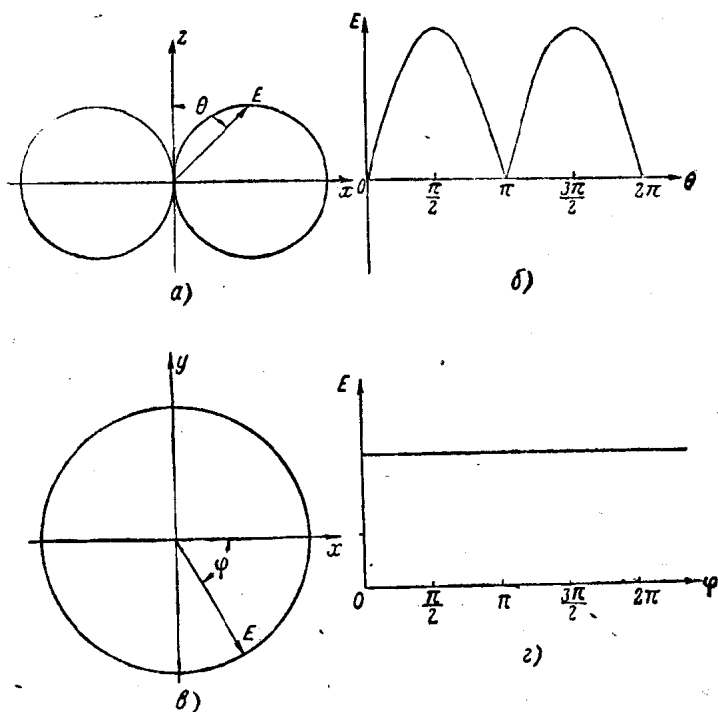


图 10-13 基本振子的方向图

а—子午面上的极坐标方向图；б—画在直角坐标上的子午面方向图，
 в—赤道面上的极坐标方向图；г—画在直角坐标上的赤道面方向图。

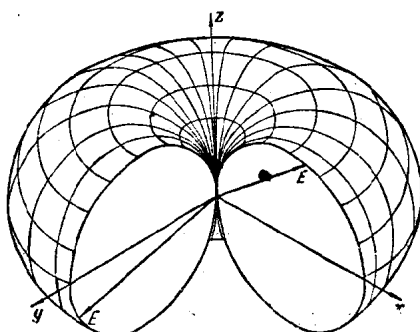


图 10-14 基本振子的立体(空间)方向图

場强。

解 根据公式 10-15 算出磁場强度的振幅

$$H_m = \frac{I_m l}{2r\lambda} \sin\theta = \frac{1 \times 10^{-1}}{2 \times 10^3 \times 10} = 0.5 \times 10^{-5} \text{ 安培/米} = 5 \text{ 微安/米},$$

而根据公式 10-15 电場强度的振幅

$$E_m = \rho_0 H_m = H_m \times 120\pi = 377 \times 5 = 1885 \text{ 微伏/米} = 1.885 \text{ 毫伏/米}.$$

§ 3 电磁波的基本特性

我們可以把已知的关于声波及光波（光波也是电磁波）的概念及定义运用到电磁波上去。

表示波的传播方向的直綫称为射綫。

波从某中心点向外传播时，在某一瞬間所到达的各点构成了一种几何面，它就叫做波面。

波在一个振蕩周期的時間內所传播的距离叫做波长，其符号为 λ 。波长可由下式求之：

$$\lambda = cT = \frac{c}{f}, \quad (10-16)$$

式中， c 是电磁波传播的速度，

T 是产生該电波的电荷振蕩的周期，

$f = \frac{1}{T}$ 是振蕩的頻率，单位为赫茲。

电磁波所呈現的一些現象和声波与光波表現出来的一些現象相似。

各种电磁波，其中包括无綫电波，都服从于某些共同規律。下面是其中最重要的規律和特点：

1. 直綫性传播的規律 在均匀介质中（即在各个点上的性能都相同的介质中），无綫电波是沿直綫传播的。

2. 反射和折射規律 无綫电波从一种介质进入另外一种介质时（其性能不同于第一种介质的性能）就会反射和折射。此时入射角等于反射角；而入射角和折射角之間的关系在物理学中称做正弦定