

感应测井 理論及其应用

田子立 孙以睿 刘桂兰 编著

石油工业出版社

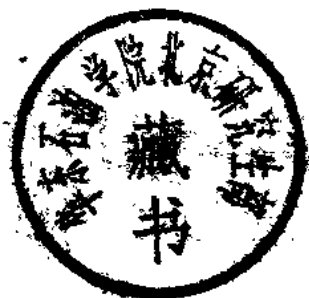
5270
15001

感应测井理论及其应用

田子立 孙以睿 刘桂兰 编著



00293563



石油工业出版社

Den

内 容 提 要

本书介绍感应测井的基本理论及其应用。内容包括感应测井的几何因子理论、趋肤效应几何因子理论、传播理论(波动方程严格解)、线圈系设计、仪器刻度、反褶积滤波、各种影响因素的校正方法和相似模拟实验等。书中附有实用线圈系的各种特性曲线、典型理论测井曲线、各种影响因素校正图版、双感应组合解释图版,附录给出趋肤效应几何因子的计算程序。

本书可供测井技术人员、研究人员和有关院校师生参考。

感应测井理论及其应用

田子立 孙以容 刘桂兰 编著

石油工业出版社出版
(北京安定门外外馆东后街甲16号)

北京印刷厂排版
大厂回族自治县印刷厂印刷
新华书店北京发行所发行

850×1168毫米 32开本 8 $\frac{1}{2}$ 印张 210千字 印1—2,600

1984年4月北京第1版 1984年4月北京第1次印刷

书号: 15037·2441 定价: 1.00元

前 言

本书介绍感应测井的基本理论及其应用。前三章详细讨论感应测井的传播理论、几何因子理论和趋肤效应几何因子理论。中间五章是上述理论在仪器设计、刻度和测井结果定量解释等方面的实际应用。最后一章介绍感应测井的相似模拟实验，其结果是对理论的验证。

本书着重讨论感应测井的基本性质和理论的实际应用，在数学上不宜苛求严格。书中用较多篇幅介绍实用性较强的趋肤效应几何因子理论及其应用。这一理论是综合几何因子理论和传播理论二者的优点，由田子立、孙以睿和周书藻于1968年提出来的。它具有几何因子理论的形象、简单和应用灵活方便的优点，又具有与传播理论相近的精度，可用于感应测井的定量分析。

本书是在原来工作总结《感应测井》（田子立、孙以睿、周书藻编）的基础上，补充了1975年以后的研究成果（由田子立、刘桂兰完成）重新写成的。

我们的工作得到了上级领导、有关单位和同志的关心和支持。胡鸾翔、屈振杰等同志为感应测井相似模拟实验制备了专用仪器并参加了实验工作；原工作总结报告部分的有关计算工作（包括程序设计）由胜利油田原计算室石广仁、李光和陈素珍和钟诗贤等同志完成；南开大学杨宗磐教授作了附录B第二式的证明。此外，胜利、大港、江汉等油田的测井总站、中国科学院物理研究所、石油部石油科学研究院、吉林大学、北京大学和华东石油学院等单位的同志都曾给予指导和帮助，恕不能一一提及；在此一并表示感谢。

本书由华东石油学院尚作源副教授审校，第六章特请王曰才

教授复审，西安石油勘探仪器总厂杨焕成工程师审阅了前七章，谨致以衷心的感谢。

我们水平有限，又缺乏编著经验，书中一定存在不少错误和缺点，敬请读者批评指正。

编著者

1981.9

主要符号说明

- A_i** 第 i 点处的反褶积因子
 A_p 聚焦反褶积因子
 A_c 补偿反褶积因子
 a_R 接收线圈半径
 a_T 发射线圈半径
 D_i 侵入带直径
 $\vec{E}$ 电场强度
 $\vec{E}_1$ 一次场电场强度
 $\vec{E}_2$ 二次场电场强度
 $E_{\varphi 1}$ 一次场电场强度的 φ 分量
 $E_{\varphi 2}$ 二次场电场强度的 φ 分量
 $E_{n\varphi}$ 第 n 区中电场的 φ 分量
 $\mathcal{E}$ 总感应电动势
 $\mathcal{E}$ 互感电动势(直耦信号)
 $\mathcal{E}_2$ 二次场感应电动势
 $\mathcal{E}_R$ 有用信号
 $\mathcal{E}_I$ 无用信号
 $\mathcal{E}_{I2}$ 二次场无用信号
 $\mathcal{E}_n$ 接收线圈在第 n 区时的感应电动势
 F_{mn} 电磁波由介质 m 射向介质 n 时的反射系数,

$$F_{mn} = \frac{\lambda_n - \lambda_m}{\lambda_n + \lambda_m}$$
 $1-F_{mn}$ 电磁波由介质 m 射向介质 n 时的透过系数
 g 单元环几何因子
 G_∞ 全空间几何因子
 G_z 纵向微分几何因子
 G_H 纵向积分几何因子
 G_r 径向微分几何因子
 G_D 径向积分几何因子
 G_d 井眼几何因子
 G_{DI} 无限厚地层侵入区的几何因子
 $G_{r,z}$ 有限圆盘几何因子
 $G_{D,H}$ 圆柱体几何因子
 G_{si} 第 i 区的积分几何因子
 G_z^* 电导率为 σ 的介质的纵向微分趋肤效应几何因子
 G_H^* 电导率为 σ 的介质的纵向积分趋肤效应几何因子
 G_r^* 电导率为 σ 的介质的径向微分趋肤效应几何因子
 G_D^* 电导率为 σ 的介质的径向积分趋肤效应几何因子
 $G_{z,z}^*$ 电导率为 σ 的介质的有限圆盘趋肤效应几何因子
 $G_{D,H}^*$ 电导率为 σ 的介质的圆柱体趋肤效应几何因子
 G_{si}^* 电导率为 σ 的介质中第 i 区

的积分趋肤效应几何因子
G₂ 电导率为 σ 的均匀全无限介质的趋肤效应几何因子
G_{ca} 归一化槽积几何因子
G_l 邻层几何因子
G_{l'} 电导率为 σ 的邻层的趋肤效应几何因子
G_{lr} 侧向测井几何因子
G_{ILD} 深感应几何因子
G_{ILV} 中感应几何因子
 $\vec{H}$ 磁场强度
 $\vec{H}_1$ 一次场磁场强度
 $\vec{H}_2$ 二次场磁场强度
H_r 磁场强度 r 分量
H_z 磁场强度 z 分量
H_R 磁场强度 R 分量
H_{\theta} 磁场强度 θ 分量
H 地层厚度
h 发射线圈至水平界面的距离
I_r 发射电流
i 虚数符号; 作脚码时表示侵入带, 或数组下标
j 作脚码表示数组下标
 $\vec{J}_T$ 发射电流密度
j_{zo} 自由空间单元环感应电流密度 φ 分量
j_{zR} 空间单元环感应电流密度 φ 分量的实部
j_{zr} 空间单元环感应电流密度 φ 分量的虚部

K 仪器常数
K₁₁ 主线圈对仪器常数
K_l 刻度系数
K_D 点状法刻度系数
K_I 积分法刻度系数
k 相对仪器常数
k 复波数, $k = \sqrt{-i\omega\mu\sigma}$
L 线圈距
L_e 等效线圈距
L₁₁ 主线圈距
L_{ij} 第 i 个发射线圈与第 j 个接收线圈的线圈距
l_{ij} 第 i 个发射线圈与第 j 个接收线圈的线圈距与主线圈距之比
M 磁偶极矩
m 聚焦线圈系互感系数
N_R 接收线圈匝数
N_T 发射线圈匝数
n_i 第 i 个发射线圈与主发射线圈的匝数比
n_j 第 j 个发射线圈与主发射线圈的匝数比
 $\vec{n}_r, \vec{n}_\varphi, \vec{n}_z$ 柱坐标系中 r, φ, z 方向上的单位向量
p 传播参数, $p = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$
R 表示接收线圈
R 刻度电阻阻值; 或两点间的距离
R_o 水平地层电阻率

R_i	侵入区电阻率	μ	磁导率
R_m	泥浆电阻率	ξ	积分变量
R_r	原状地层电阻率	ρ	刻度环的电阻率
R_s	围岩电阻率	σ	介质电导率
R_{xo}	冲洗带电阻率	σ_s	视电导率
R_{LL}	侧向测井电阻率	σ_h	水平地层电导率
R_{ILD}	深感应测井电阻率	σ_i	侵入带电导率
R_{ILM}	中感应测井电阻率	σ_m	泥浆电导率
R, θ, φ	球坐标系的三个座标	σ_r	围岩电导率
r, φ, z	柱坐标系的三个座标	σ_t	用电导率表示的趋肤信号, $\sigma_t = \sigma_s - \sigma$
$S(r, z, \sigma)$	单元环趋肤效应系数	σ_r	原状地层电导率
$S_R(r, z, \sigma)$	$S(r, z, \sigma)$ 的实部	σ_{xo}	冲洗带电导率
$S_I(r, z, \sigma)$	$S(r, z, \sigma)$ 的虚部	σ_{ps}	邻层视电导率
S_R	接收线圈一圈的面积	σ_{sD}	深感应视电导率
S_I	发射线圈一圈的面积	σ_{sM}	中感应视电导率
T	表示发射线圈	σ_{ILD}	经均质趋肤效应校正的深感应电导率 (对薄地层还经反褶积滤波)
t	时间	σ_{ILM}	经均质趋肤效应校正的中感应电导率
δ	趋肤深度, $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}}$	φ	在交变电路分析中表示相位角
Δ	趋肤深度的倒数, $\Delta = \frac{1}{\delta}$	ω	发射电流的圆频率
ϵ	介电常数		
λ	$\lambda = \sqrt{\xi^2 - k^2}$		

目 录

主要符号说明

引言	1
第一章 均匀介质中的感应测井传播理论	3
第一节 发射线圈在均匀介质中形成的电磁场	3
第二节 接收线圈中的感应电动势和视电导率	14
第二章 非均匀介质中感应测井传播理论	26
第一节 纵向非均匀介质中感应测井传播理论	26
第二节 径向非均匀介质中感应测井传播理论	35
第三章 感应测井的几何因子理论和趋肤效应几何因子理论	40
第一节 几何因子理论	40
第二节 趋肤效应几何因子理论	55
第三节 几何因子理论、趋肤效应几何因子理论和传播理论之间 的关系	64
第四章 感应测井的聚焦线圈系	78
第一节 聚焦线圈系的特性	78
第二节 聚焦线圈系的设计	98
第五章 感应测井的刻度	103
第一节 感应测井的刻度公式	103
第二节 刻度环的感抗和最佳刻度点	112
第六章 感应测井的反褶积滤波	118
第一节 感应测井和褶积滤波	118
第二节 在均匀介质情况下研究反褶积滤波	122
第三节 纵向非均匀介质的反褶积滤波	130
第七章 感应测井的校正方法	139
第一节 感应测井视电导率曲线的特点	139
第二节 井眼影响校正和井洞影响校正	143
第三节 均匀介质趋肤效应校正	147

第四节	层厚—围岩校正	148
第五节	厚层侵入影响校正	164
第六节	薄层侵入影响校正	174
第八章	双感应测井	181
第一节	双感应测井曲线校正步骤	182
第二节	层厚—围岩校正	183
第三节	根据地层厚度编制侵入校正图版	189
第四节	增阻侵入组合解释图版	190
第五节	减阻侵入组合解释图版	204
第九章	感应测井的模型实验	211
第一节	模拟实验的理论基础	211
第二节	感应测井的模拟实验及实验结果	216
参考文献		224
附录A	双线圈系圆盘几何因子解析式的推导	226
附录B	均匀介质趋肤效应几何因子积分表达式的证明	229
附录C	非均匀介质中的感应测井趋肤效应几何因子	233
附录D	计算趋肤效应几何因子程序	236

引 言

感应测井是利用电磁感应原理测量地层电导率的测井方法。其原理可以用双线圈系感应测井仪来说明。相隔一定距离的发射线圈和接收线圈绕在同一个绝缘芯棒上，若给发射线圈通以等幅、稳频的交变电流，这电流所建立的交变电磁场便在周围导电介质中感应出与发射线圈同轴的涡流，该涡流所建立的二次电磁场又在接收线圈中产生感应电动势，叫二次场感应电动势。在均匀无限大介质中，当忽略涡流间的相互作用时，二次场感应电动势与介质电导率成正比，其相位与发射电流差 180° ，而发射电流所建立的交变电磁场直接在接收线圈中产生的感应电动势与发射电流相位差 90° 。因此可以用相敏检波技术把二次场感应电动势检测出来，达到测量介质电导率的目的。由于感应测井不需要向地层注入电流，因此它能在油基泥浆井和空气井中进行测量。再加上采用聚焦线圈系和反褶积滤波技术，使感应测井有良好的纵向和径向探测特性，因而使感应测井成为中、低电阻率地层剖面淡水泥浆井中最重要的电阻率测井方法。

本书重点讨论感应测井的趋肤效应几何因子理论及其应用。这一理论是从原有的两种感应测井理论——感应测井的几何因子理论和传播理论——发展而来的。原有的两种理论各有其优点，但也都有其不足之处。

1949年道尔(H. Doll)提出了几何因子理论^[1]。这是感应测井的近似理论，是以真空中单独存在的导电环的响应为基础的。这一理论把空间介质看作是无限多个截面很小、与线圈系同轴的单元导电环，当介质电导率不太高(小于1姆欧/米)、发射电流的频率也不太高(例如20千周)时，把接收线圈中的二次场感应电动势看作是这些单元导电环单独存在时所产生的二次场感应电动势

的总和。这样，具有轴旋转对称性的分区均匀的介质所提供的总信号可由各分区所提供的信号叠加求出。因此一个复杂的边值问题可以用简单的代数表达式表示，给感应测井的分析工作带来很大方便。但这一理论忽略了传播效应，在实际应用中误差较大，因而其应用范围受到了一定限制。

1961年以后，达斯特赫夫特(W. C. Duesterhoeft)等人用解偏微分方程的方法解感应测井问题^[3~6]，全面地考虑了电磁波在导电介质中传播时所发生的各种效应，得到的结果是精确的，这就是感应测井的传播理论。但是用这种理论只能在均匀介质，或只有水平界面、或只有圆柱界面的简单非均匀介质情况下求解，在既有水平界面又有圆柱界面的复杂情况下目前尚无法解出。此外，这一理论比较复杂，需考虑的因素太多，不能像几何因子理论那样简单地分析问题。

为了克服上述两种理论的缺点，1968年我们提出了“趋肤效应几何因子理论”，它是在均匀介质中把传播理论与几何因子概念结合起来的成果。它取几何因子概念，但在计算单元环信号时又考虑了涡流间的相互作用(即趋肤效应)，因而大大提高了所得结果的精度，扩大了几何因子概念的适用范围。这一理论简单、应用方便，能解决感应测井中的广泛问题而又具有足够的精度，因此趋肤效应几何因子理论是很有实用价值的。1974年有人提出了与趋肤效应几何因子类似的概念^[2]，但他们所得的结果是错误的。本书中考虑趋肤效应的变因子反褶积滤波方法，各种简化校正图版，以及考虑残余趋肤效应的双感应组合解释图版等，都是趋肤效应几何因子理论的具体应用。

本书前三章介绍感应测井的基本理论，第四章至第八章介绍三种理论在感应测井中的应用，最后一章介绍感应测井的相似模拟实验理论及其结果。

第一章 均匀介质中的感应测井传播理论

均匀的(μ 、 σ 、 ε 为常数)各向同性的(μ 、 σ 、 ε 与场的作用方向无关)无限大的导电介质,简称为均匀介质。研究发射线圈中的交变电流在均匀介质中形成的电磁场,对于理解感应测井的性质以及建立研究非均匀介质的近似方法都有重要意义^[3,6]。

第一节 发射线圈在均匀介质中形成的电磁场

一、场方程

设均匀介质中有一半径为 a_r 、匝数为 N_r 的发射线圈,其中通过交变电流 $I_r = I_0 e^{i\omega t}$,它在空间形成的交变电场与磁场随时间也按正弦规律变化: $\vec{E}' = \vec{E} e^{i\omega t}$, $\vec{H}' = \vec{H} e^{i\omega t}$, $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 是空间座标的函数,我们主要研究场的空间分布。描述电磁场变化规律的麦克斯韦方程组为

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_r + (\sigma + i\omega\varepsilon)\vec{E} \quad (1-1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu\vec{H} \quad (1-2)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (1-3)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (1-4)$$

(1-1)式右端 $\sigma\vec{E}$ 和 $i\omega\varepsilon\vec{E}$ 分别为介质中的传导电流密度和位移电流密度。本书主要研究频率不高的普通感应测井,满足 $\sigma \gg \omega\varepsilon$ 的条件(例如当 $\sigma = 10^{-2}$ 姆欧/米, $\varepsilon = 10\varepsilon_0$, $f = 20$ KHz 时, $\frac{\sigma}{\omega\varepsilon} = 9 \times$

10^2), 因此可略去位移电流项。这相当于讨论导体中的电磁场。如果需要考虑位移电流的作用, 只需在包含 σ 的公式中以 $(\sigma + i\omega\varepsilon)$ 代替 σ 即可。当略去位移电流时, (1-1)式可写为

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_r + \sigma\vec{E} \quad (1-1a)$$

将(1-2)式代入(1-1 a)式得

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -i\omega\mu\vec{J}_T - i\omega\mu\sigma\vec{E}$$

根据矢量分析公式, 左端

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$$

根据(1-4)式, 右端第一项为零, 所以最后得到电场强度所满足的微分方程为

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = -i\omega\mu\vec{J}_T \quad (1-5)$$

式中, $k = \sqrt{-i\omega\mu\sigma}$, 称为复波数。偏微分方程(1-5)称为非齐次的赫姆霍兹方程。

二、均匀介质中的电磁场

在均匀介质中, 方程(1-5)的解可用推迟势计算

$$\vec{E} = -\frac{i\omega\mu}{4\pi} \iiint_{V_s} \frac{\vec{J}_T e^{-ikR'}}{R'} dV$$

式中, R' 是场点到电流元的距离; $e^{-ikR'}$ 表示沿 $+R'$ 方向向远处传播的正弦波。积分是对电流源体积 V_s 进行的。当所研究的空间范围远远大于线圈的大小时, 这一积分可以化简。首先, 可以忽略线圈高度的影响, 将 N 匝线圈的作用看作一个电流环的作用的 N 倍; 其次, 沿线圈导线截面对电流密度进行面积分, 得到发射电流强度, $\int_s \vec{J}_T ds = I_T$, 它与线积分无关, 故得

$$\vec{E} = -\frac{i\omega\mu N_T I_T}{4\pi} \oint \frac{e^{-ikR'}}{R'} d\vec{l} \quad (1-6)$$

我们把座标原点选在线圈中心, z 轴垂直于线圈平面。不难看出 $\vec{E}$ 只有 φ 分量。例如, 考察 $x-z$ 平面上一场点 p 处的电场(图 1-1)。电流环上对称于 ox 轴的两个电流元 $Q(a_r, \varphi, 0)$ 和 $Q'(a_r, -\varphi, 0)$ 到 p 点距离相等, 因其 x 分量彼此相等方向相反, 故对 p 点电场的贡献相互抵消; y 分量方向相同, 对 p 点电场的贡献相加。所以整个电流环在 p 点产生的电场指向 y 方向。由于座标选择的任意性, 因此对任一场点, 电流环在其上所贡献的电场总

$$dx = a_r d\varphi$$

在 φ 方向上, 即 $\vec{E}' = \vec{n}_\varphi E_\varphi e^{i\omega t}$, ($\vec{n}_\varphi$ 是 φ 方向上的单位矢量) 因 $dl_\varphi = \cos \varphi dl = a_r \cos \varphi d\varphi$, 故得

$$E_\varphi = -\frac{i\omega\mu}{4\pi} \frac{2a_r N_T I_T}{R'} \int_0^\pi \frac{e^{-ikR'} \cos \varphi}{R'} d\varphi \quad (1-7)$$

式中, $R' = (a_r^2 + r^2 + z^2 - 2a_r r \cos \varphi)^{1/2}$.

设原点到场点距离为 R_1 , $R_1 = (r^2 + z^2)^{1/2}$, 对于 $R_1 \gg a_r$ 的场点有 $R' \approx (R_1^2 - 2a_r r \cos \varphi)^{1/2} = R_1 \left(1 - \frac{2a_r r}{R_1^2} \cos \varphi\right)^{1/2}$, 展成级数取前两项, 则有

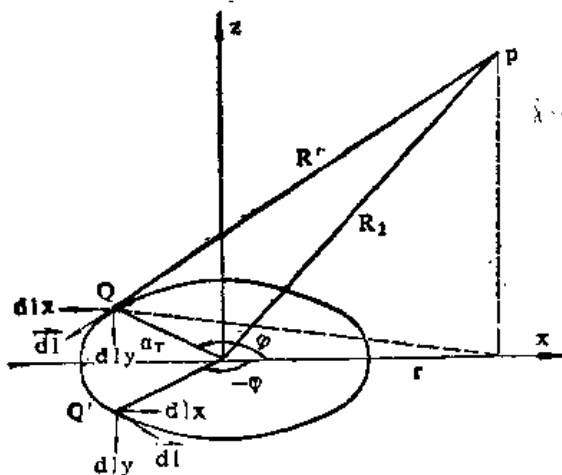


图 1-1

$$\left. \begin{aligned} R' &= R_1 \left(1 - \frac{a_r r}{R_1^2} \cos \varphi\right) \\ \frac{1}{R'} &= \frac{1}{R_1} \left(1 + \frac{a_r r}{R_1^2} \cos \varphi\right) \\ e^{-ikR'} &= e^{-ikR_1} \left(1 + ik \frac{a_r r}{R_1} \cos \varphi\right) \end{aligned} \right\} \quad (1-7a)$$

代入(1-7)式进行积分。由于

$$\int_0^\pi \cos \varphi d\varphi = 0, \quad \int_0^\pi \cos^3 \varphi d\varphi = 0, \quad \int_0^\pi \cos^2 \varphi d\varphi = \frac{\pi}{2}$$

所以(1-7)式积分结果为

$$\mathbf{E}_r = -\frac{i\omega\mu}{4\pi R_1^3} M r e^{-ikR_1} (1 + ikR_1) \quad (1-8)$$

式中, $M = \pi a^2 N_T I_T = S_T N_T I_T$, 是发射线圈的磁偶极矩; S_T 是发射线圈一圈的面积。

利用(1-2)式可求出磁场强度。在球坐标系中磁场强度的 φ 分量为零, R 分量和 θ 分量分别为

$$\left\{ \begin{aligned} H_R &= \frac{1}{-i\omega\mu} \cdot \frac{1}{R_1 \sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta E_r) \\ &= \frac{M}{2\pi R_1^3} e^{-ikR_1} (1 + ikR_1) \cos \theta \end{aligned} \right. \quad (1-9)$$

$$\begin{aligned} H_\theta &= \frac{1}{-i\omega\mu} \left[-\frac{1}{R_1} \frac{\partial}{\partial R_1} (R_1 E_r) \right] \\ &= \frac{M}{4\pi R_1^3} e^{-ikR_1} (1 + ikR_1 - k^2 R_1^2) \sin \theta \end{aligned} \quad (1-10)$$

介质中的感应电流密度只有 φ 分量

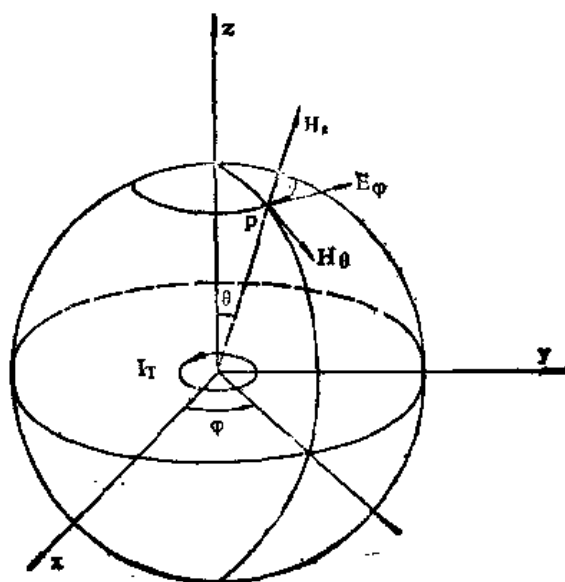


图 1-2

$$\mathbf{j}_e = \sigma \mathbf{E}_e = -\frac{i \omega \mu \sigma M r}{4 \pi R_1^3} e^{-ikR_1} (1 + ikR_1) \quad (1-11)$$

图 1-2 表示发射线圈在空间任一点所形成的电磁场。

三、导电均匀介质中电磁场的特点

对于不导电的均匀介质，波数 k 是实数，记入时间因子，场量公式指数部分为 $e^{i\omega t - ikR_1}$ 或 $e^{i\omega(t - R_1/V)}$ ($V = \frac{\omega}{k}$ 是波速)，它表示由发射线圈产生的电磁场以波动形式向远处传播，到达距离为 R_1 的场点时相位滞后 kR_1 ，或时间推迟 R_1/V ，这就是电磁波传播的推迟效应。对于导电的均匀介质，波数 k 是复数，一般情况下(考虑位移电流)

$$\left. \begin{aligned} k &= [-i\omega\mu(\sigma + i\omega\epsilon)]^{1/2} = a - ib \\ a &= \Delta \left\{ \left[\left(\frac{\omega\epsilon}{\sigma} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} + \frac{\omega\epsilon}{\sigma} \right\}^{1/2} \\ b &= \Delta \left\{ \left[\left(\frac{\omega\epsilon}{\sigma} \right)^2 + 1 \right]^{1/2} - \frac{\omega\epsilon}{\sigma} \right\}^{1/2} \\ \Delta &= \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (1-12)$$

因此场量公式的指数部分成为 $e^{-bR_1} e^{-iaR_1}$ ，记入时间因子则为 $e^{-bR_1} e^{i\omega t - iaR_1}$ 或 $e^{-\frac{R_1}{\delta}} e^{i\omega(t - \frac{R_1}{V})}$ ， $V = \frac{\omega}{a}$ 是波速或称相速；对比之

下看出，在导电介质中电磁场以波动形式向远处传播，不仅有相位移，而且幅度也随距离按指数规律衰减。 a 称为相位系数，单位为弧度/米， b 称为衰减系数（或介质吸收系数），单位为奈培/米。

$\delta = \frac{1}{b}$ 称为趋肤深度，表示每经过 δ 距离后幅度衰减至原有的 $1/e$ 。在导电介质中电磁场以波动形式向远处传播，传播过程中发生幅度衰减和相位移。在下一章中将看到，在分层介质中，在界面处还发生反射和折射。这些作用统称为传播效应。在均匀介质中，由于没有反射和折射作用，我们把均匀介质中的传播效应叫做趋肤效应。