

• 煤田物探 •

电偶源瞬变电磁测深研究(一)

——基本原理

陈明生 (煤炭科学研究院西安分院 710054)

摘要 从分析瞬变电磁测深激发波形的频谱出发, 进而证明瞬变电磁测深与频率电磁测深场分量间的关系, 最后论述了探测地质结构的物理原理。

关键词 电偶源 电磁法勘探 电测深法勘探

中国图书资料分类法分类号 P631.325

作者简介 陈明生 男 58岁 研究员 硕士 应用地球物理

1 引言

瞬变电磁测深属时间域电磁感应方法, 它利用接地电极或不接地回线通以脉冲电流而在地下建立起一次脉冲磁场, 在一次磁场间歇期间, 在时域接收感应的二次电磁场。由于早期信号反映浅部地电特征, 晚期信号反映较深部地电断面, 这就可以达到测深的目的。

有关瞬变电磁测深的参考文献较多^[1~6], 笔者主要研究深层电偶源瞬变电磁测深。目前国内主要利用磁偶源(不接地线圈供电)瞬变电磁测深, 其装置常采用共中心的重叠回线、中心回线, 由于受发射功率的限制, 探测深度一般为 $n \times 10 \sim n \times 10^3$ m。和频率电磁测深类似, 要探测更大的深度, 通常应采用接地电偶极源瞬变电磁测深, 实现探测 $n \times 10^2 \sim n \times 10^3$ m 的深层勘探。深层瞬变电磁测深在煤田、油气田、地热田和地壳深部勘探方面有着重要作用。它利用二次场可实现近区勘探, 对地层, 特别对低阻层分辨能力强; 易于实现一发多收, 采用类地震的施工和资料处理方法, 生产效率也高。因此国外正在发展深层电偶源瞬变电磁测深, 俄罗斯称其为固定源建场法, 欧美称其为 LOTEM (Long Offset Transient EM)。并已有相应的野外采集系统, 俄罗斯有 U3C-3, 德国 DMT 公司有 DEMS-IV、DEMS-V

(TEAMEX), metronix 公司的 GMS-06, 美国 Zonge 公司有 GDP-16、GDP-32, 加拿大 Phoenix 公司有 V-5、V-6, 我国石油物探局五处有 SDF-8 建场法仪。

目前西安分院也在为胜利油田改制俄罗斯建场法仪, 并帮助调通俄罗斯资料处理与解释软件, 另外又研制出一套适应性更强的资料解释软件, 将时间窗口范围扩充到 $10^{-5} \sim 10^2$ s, 对浅层、中深层和深层的电偶源瞬变电磁测深都适用, 资料处理与解释方法也比较多样。

煤田勘探虽然不需要像油气田勘探深度那么大, 但由于矿区电干扰大, 利用电偶源瞬变电磁测深, 应采用大功率发射, 小偏移距(发射与接收间距, 一般用 r 表示)接收, 以提高信噪比; 并利用其分层(特别是含水层)能力强, 探测高阻基底面清楚的特点, 单独或和地震结合可以解决采区勘探问题, 重点解决陷落柱、断层、奥陶纪灰岩基底起伏以及和水有关的地质问题。

笔者力图从理论与实践的结合上将适于深层勘探的电偶源瞬变电磁测深方法论述清楚, 以便发挥该方法的独特优点, 提高应用效果。

2 瞬变电磁测深一次激发波形的频谱

瞬变电磁测深利用脉冲电流供电, 其波形主要

有阶跃状、间断双极性方波、连续双极性方波等来激发二次电磁场。根据傅里叶频谱分析理论,任何一种脉冲都可分解成许多正弦波或余弦波成分;每个谐波成分将对导电体激励起按频率域电磁测深中的规律的电磁响应。这种响应将有对应的振幅值和相位。如果将时域中各谐波激起来的二次场提取出来,这便是瞬变电磁信号,以此作为研究地质结构的依据。

对瞬变电磁测深,多采用双极性脉冲为激发场源,这是为了有效地压制观测系统中直流偏移和超低频噪声干扰,为了将不同时域的相应二次场进行叠加,以消除随机干扰,提高信噪比,需采用周期性脉冲序列连续激发二次场。但是观测的结果只不过是单个脉冲响应的重复,因此这里仅就单个脉冲波形及其频谱加以分析。

求单个脉冲波形的频谱需做傅里叶变换,这里采用的傅里叶变换对为:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt, \quad (1)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int F(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2)$$

以适应所采用的谐时变因子 $e^{-i\omega t}$ 。

通过上式确定一个函数的傅氏变换,有时比较繁琐,借助狄拉克(Dirac) δ 函数可以比较方便地得到同样的结果。这是因为各种脉冲波形的时间函数,一般可以求导几次直到它变成一些 δ 函数的叠加 $\sum_j \delta(t - t_j)$ 为止。这样就可根据傅氏变换的微分性质

$$F[f^{(n)}(t)] = (-i\omega)^n F[f(t)] \quad (3)$$

和时移性质

$$F[f(t \pm t_0)] = e^{\mp i\omega t_0} F[f(t)], \quad (4)$$

对应各 δ 函数的变换加在一起,得到原来函数的傅氏变换。

2.1 垂直阶跃函数的频谱

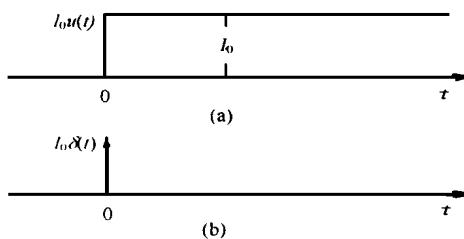


图 1 阶跃函数(a)与 δ 函数(b)的关系图

假设接地电偶极子的供电电流 I 在瞬间接通,其波形如图 1a,可用时间阶跃函数表示为

$$I(t) = I_0 u(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ I_0 & t \geq 0. \end{cases} \quad (5)$$

对 $t = 0$ 处的间断点可不加定义,这不影响分析结果, $u(t)$ 为单位阶跃函数,其导数即为 δ 函数

$$\delta(t) = \frac{du(t)}{dt}。 \quad (6)$$

图形示于图 1b。

δ 函数的傅氏变换为

$$F[\delta(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) e^{i\omega t} dt = 1. \quad (7)$$

上述阶跃函数的傅氏变换为

$$F[I(t)] = \frac{1}{-i\omega} F[I_0 \delta(t)],$$

$$\text{即 } I(\omega) = \frac{1}{-i\omega} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \delta(t) e^{i\omega t} dt = \frac{I_0}{-i\omega} \quad (8)$$

如果将供电直流电流瞬间断开,其负阶跃函数表示为

$$I(t) = I_0 u(t) = \begin{cases} I_0 & t < 0 \\ 0 & t \geq 0, \end{cases} \quad (9)$$

$$\text{则 } I(\omega) = \frac{1}{i\omega} \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \delta(t) e^{i\omega t} dt = \frac{I_0}{i\omega} \quad (10)$$

很容易证明,对于超前或滞后的负阶跃函数,其傅氏变换为

$$F[I(t \pm t_0)] = \frac{I_0}{i\omega} e^{\mp i\omega t_0}. \quad (11)$$

2.2 其他脉冲函数的频谱

按照垂直阶跃脉冲函数求频谱的方法,不难求矩形脉冲函数的频谱得

$$F[I(t)] = \frac{I_0}{i\omega} (e^{i\omega t_0} - e^{-i\omega t_0}) = I_0 t_0 \left(\frac{\sin \omega t_0}{\omega t_0} \right) \quad (12)$$

其求解图示于图 2。

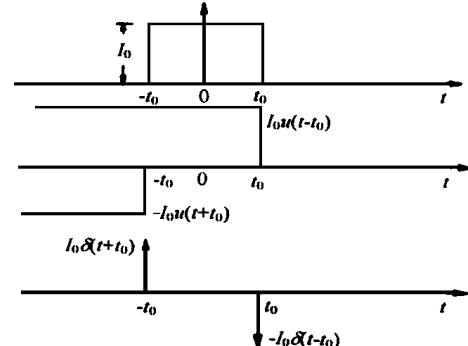


图 2 用 δ 函数方法求解矩形脉冲频谱

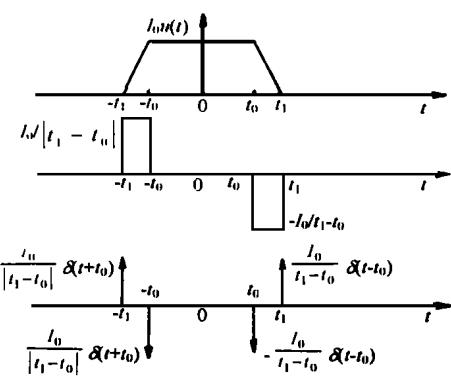
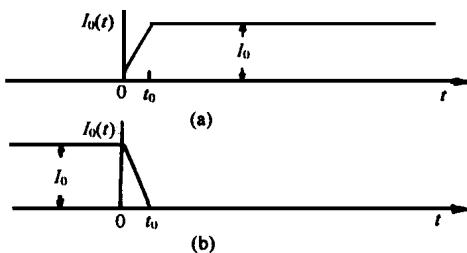
图3 用 δ 函数方法求解梯形脉冲频谱

图4 正(a)和负(b)斜阶跃函数

对于梯形脉冲函数的频谱为

$$F[I(t)] = \frac{4I_0}{\omega(t_1-t_0)} \cdot \sin\left[\frac{\omega(t-t_0)}{2}\right] \sin\left[\frac{\omega(t_1-t)}{2}\right], \quad (13)$$

其求解图示于图3。

对斜阶跃脉冲函数(图4)的频谱为

$$F[I(t)] = \pm \frac{I_0}{\omega t_0} (1 - \cos \omega_0 - i \sin \omega_0). \quad (14)$$

前面所分析的几种波形都是单脉冲。实际应用中,一般采用周期性重复的双极性脉冲序列,每个时间窗口的记录段是脉冲前沿或后沿瞬变时所激发的二次场;只要脉冲的宽度适当宽,脉冲前后沿的相互影响可以忽略。这样一来,就将单位矩形脉冲简化为单个正的或负的单位阶跃脉冲,其相应的频谱如前面所得:

$$F[u(t)] = \frac{1}{\mp i \omega} \quad (15)$$

而梯形脉冲简化为单个正的或负的斜阶跃脉冲,其相应的频谱由(14)式表示。

3 瞬变电磁测深与频率电磁测深场分量的关系

我们知道,瞬变电磁测深属时间域电磁法 频率电磁测深属频率域电磁法,两者可按照傅里叶变换互相转换。由前面已经分析的阶跃函数可知,当接地

偶极源为负阶跃电流,其相应的一次磁场应为

$$H_1(t) = \begin{cases} H_0 & t < 0 \\ 0 & t > 0 \end{cases}. \quad (16)$$

相应频率域的一次磁场为

$$\begin{aligned} H_1(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} H_1(t) e^{i\omega t} dt \\ &= H_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} dt = \frac{H_0}{i\omega}, \end{aligned} \quad (17)$$

再返回到时间域的转换式为

$$H_1(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H_0}{i\omega} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (18)$$

(17)、(18)两式是一次磁场两域的傅氏变换关系,并说明一次场的谐变振荡的振幅反比于*i* ω 。

在瞬变电磁测深中,一次场波形都可以分解成由各种频率的谐波构成的频谱,利用各种波形的一次场发射,可得地层断面上相应频谱中各频率上的响应。从这一意义上说,瞬变电磁测深等价于在这些频率上进行测量,实现电磁频率测深。实际上,在进行瞬变电磁测深时各种地电断面上的频率域响应等于相应地电断面的频率电磁测深响应乘以一次激发场的频谱。

对于上面分析的一次激发为负阶跃脉冲时,其频谱为 $\frac{1}{i\omega}$ 而时间域响应为

$$H(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{H(\omega)}{i\omega} e^{-i\omega t} d\omega. \quad (19)$$

其中积分路径不包括 $\omega = 0$ 的点。式中

$H(\omega) = \text{Re}H(\omega) + i\text{Im}H(\omega)$,这可将上式写成

$$\begin{aligned} H(t) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re}H(\omega) \cos \omega + \text{Im}H(\omega) \sin \omega}{\omega} d\omega \\ &\quad - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re}H(\omega) \sin \omega - \text{Im}H(\omega) \cos \omega}{\omega} d\omega. \end{aligned} \quad (20)$$

由于频率域电磁场的实偶、虚奇函数特性,即 $\text{Re}H(\omega) = \text{Re}H(-\omega)$, $\text{Im}H(\omega) = -\text{Im}H(-\omega)$,使得上式右面第一项积分为零,因此

$$H(t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re}H(\omega) \sin \omega - \text{Im}H(\omega) \cos \omega}{\omega} d\omega. \quad (21)$$

又当 $t < 0$ 时, $H(t) = H_0$,所以

$$H_0 = \frac{1}{\pi} \int \frac{\text{Re}H(\omega) \sin \omega + \text{Im}H(\omega) \cos \omega}{\omega} d\omega. \quad (22)$$

(21)式加(22)式,得

$$H(t) = -H_0 + \frac{2}{\pi} \int \frac{\text{Im}H(\omega) \cos \omega}{\omega} d\omega. \quad (23)$$

21式减22式得

$$H(t) = H_0 - \frac{2}{\pi} \int \frac{\text{Re}H(\omega) \sin \omega}{\omega} d\omega. \quad (24)$$

如果只考虑二次场(实际上我们是在 $t > 0$ 时观测,一次场已经消失,即 $H_0 = 0$),这便有

$$H(t) = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im} H(\omega)}{\omega} \cos \omega d\omega \quad (25)$$

或 $H(t) = -\frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re} H(\omega)}{\omega} \sin \omega d\omega \quad (26)$

由上两式易得实用的磁感应强度的时间导数表达式:

$$B(t) = -\frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Im} B(\omega) \sin \omega d\omega \quad (27)$$

或 $B(t) = -\frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re} B(\omega) \cos \omega d\omega \quad (28)$

类似地可得电场表达式

$$E(t) = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Im} E(\omega)}{\omega} \cos \omega d\omega \quad (29)$$

或 $E(t) = -\frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\text{Re} E(\omega)}{\omega} \sin \omega d\omega \quad (30)$

由(25)~(30)式看出,瞬变电磁场可利用频率域电磁场的虚部或实部经过正弦或余弦变换求出。

4 瞬变电磁测深原理

对频率测深来说,探测不同深度的岩层厚度和电阻率,其物理原理可简单概括为“集肤效应”,即频率高(波长 λ 小)探测浅,频率低(λ 大)探测深。在远区场,谐波电磁场在大地中按指数规律随深度 z 衰减,即

$$e^{ikz} = e^{\frac{i\omega}{\delta}} \cdot e^{-\frac{z}{\delta}} = e^{\frac{i2\pi}{\lambda}} \cdot e^{-\frac{2\pi z}{\lambda}}, \quad (31)$$

式中 $\delta = \frac{2}{\sigma \mu \omega} = \frac{\lambda}{2\pi}$ 称为集肤厚度。

相应的,对地下瞬变场可得到类似结果,其表达式为

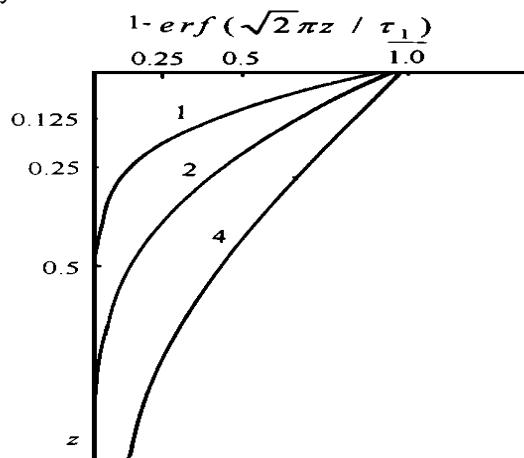


图 5 瞬变场随深度的衰减曲线(曲线上数字为 τ_1)

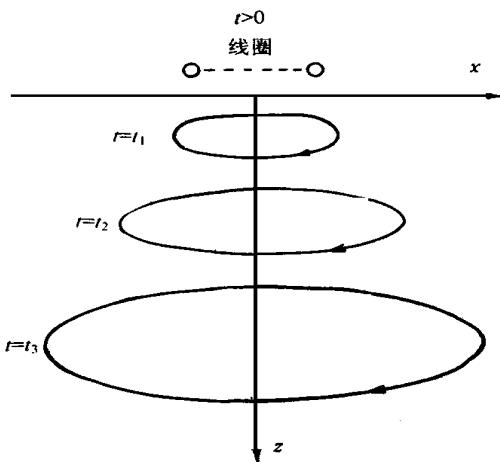


图 6 电流切断后“烟圈”系统向下向外运动图

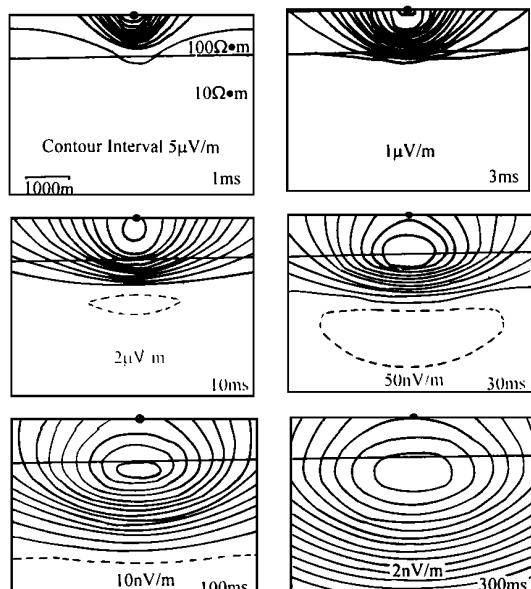


图 7 二层地电模型电场等值线断面图

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ikz} \frac{e^{-i\omega t}}{-i\omega} d\omega = 1 - \text{erf}\left(\frac{2\pi z}{\tau}\right), \quad (32)$$

其中 $\tau = 2\pi \rho 10^7$, 称为瞬变场参数, 有长度量纲 m, 和波长 λ 有类似的意义: τ 小透入地层深度浅, τ 大透入大。场随深度变化情况见图 5。

对导电大地面上磁偶源激发的瞬变场响应, Nabighan(1979)^[7]曾指出地下感应电流将向下向外运动。向下的运动速度 $V_t = \frac{2}{\pi \rho \mu t}$, 随时间减小, 而

等效感应电流环半径 $a = 8c_2 \left(\frac{t}{\rho \mu}\right)$ 随时间扩大, 幅度按 $1/t$ 降低。这就是所谓的“烟圈效应”, 它形象地

描述了感应的二次电流向地下扩散的规律(图6)。

对于分层大地表面上的电偶源激发的瞬变场,在地中扩散特性可由 Gunderson 等人(1986)^[8]计算的结果说明。设有二层地电模型,在模型面上接地电偶极源断开电流时,垂直于电偶极方向的断面上电场(或电流密度)等值线运移规律见图7。图中实线是垂直断面向里流的感应电流所形成的电场等值线;虚线是返回向断面外方向流的感应电流所形成的电场等值线。可以看出,开始电场最大值在第一层均匀扩散,当达到第二层时,扩散速度逐渐变慢,其场强最大值在30 ms 达到分界面,然后在相对导电的第二层以较慢的速度向下移动。如果第二层是相对高阻层,移动速度则会加快。

对于垂直磁场分量(由于水平分量受天然场干扰大,这里主要研究垂直分量),场强等值线水平地分布于电偶极两侧,极性相反,其最大值向两侧扩散。

由上面分析可知,瞬变电磁测深和频率电磁测

深都是以集肤效应为基础,同属感应测深。只是前者的探测深度主要取决于波长(λ);而后的探测深度主要取决于瞬变场参数(T)。

参考文献

- 1 万尼安 尤凡 电磁测深基础. 北京:煤炭工业出版社, 1979
- 2 考夫曼 A A, 凯勒 G V. 频率域和时间域电磁测深. 北京:地质出版社, 1987
- 3 朴化荣. 电磁测深法原理. 北京:地质出版社, 1990
- 4 陈乐寿, 王光锷. 构造电法勘探. 武汉:中国地质大学出版社, 1991
- 5 方文藻, 李予国, 李貅. 瞬变电磁测深原理. 西安:西北工业大学出版社, 1993
- 6 牛之琏. 时间域电磁法原理. 长沙:中南工业大学出版社, 1992
- 7 Nabighian M N. A quasi-static transient response of a conducting half-space: An approximate representation. *Geophysics*, 1979; (44): 1700~1705
- 8 Gunderson B M et al. three-dimensional transient electromagnetic responses for a grounded source. *Geophysics*, 1986; (51): 2117~2130

(收稿日期 1998-11-10, 待续)

STUDY ON THE TRANSIENT ELECTROMAGNETIC (TEM) SOUNDING WITH ELECTRIC DIPOLE · I · BASIC PRINCIPLE

Chen Mingsheng (Xi'an Branch of CCRI)

Abstract This paper is one of study on the transient electromagnetic sounding with electric dipole. Starting from the analysis of spectrum of excitation wave form of transient electromagnetic sounding, the relation between transient field and harmonious field is proved. Finally, the physical principle of prospecting geological structure is illustrated.

Keywords electric dipole; electromagnetic prospecting; electrical sounding

煤科总院西安分院物化测试中心通过省级计量认证

煤炭科学研究院西安分院物化测验中心始建于1979年,拥有一批现代化仪器,如日本产电子显微镜电子探针,美国产等温吸附仪、解吸仪,德国产MPV-3光学显微镜;长期从事煤岩煤层气、煤质及伴生矿产方面的研究、测试工作;先后制定国家或行业标准21项,获国家、部级科技进步奖8项;具有制造国家一级标准物质(GBW13401)、(GBW13402)、(GBW13403)、(GBW13404)的资质;发表相关论文100多篇,出版专著4部。20年来,物化测验中心一直面向煤炭科研、生产与贸易开展技术服务,为行业的科技进步作出了重要贡献,是具有新分析技术与常规分析测试能力、集先进仪器设备

和高水平技术人员于一体的分析机构。

1998年物化测验中心应市场的需求,为使自身的技术、管理水平向国家一流水平看齐,与国际分析测试技术接轨,在中心范围内进行了全面质量整改工作,根据ISO/IEC 指南25-1990对实验室技术能力的通用要求及JJG1021-90对检验机构计量认证的考核要求,建立了完整的质量保证体系,在组织机构、仪器设备、检测人员、环境条件、检测工作6个方面有了显著的提高,于1998年12月顺利通过省级计量认证。

(煤科总院西安分院地质所 张彩荣)