

文章编号: 1001-1986(2015)01-0081-05

关于频率电磁测深几个问题的探讨(八)

——频率电磁测深与瞬变电磁测深的关系

陈明生

(中煤科工集团西安研究院有限公司, 陕西 西安 710077)

摘要: 从探测原理出发, 说明人工源频率电磁测深与瞬变电磁测深的关系密切, 这是一个问题的两个方面, 可以互相转换。两种探测方法实质是一样的, 具有共性; 但毕竟从频率域和时间域两个侧面反映问题, 又具有各自特性。两种方法的原理所依据的麦克斯韦方程, 其正演公式可通过傅立叶变换相互转换; 从实际探测所发收的信号特征, 场区划分与探测深度等主要方面阐明两种探测方法异同, 以加深对探测理论与方法的认识, 结合实际择优应用。

关键词: 频率电磁测深; 瞬变电磁测深; 麦克斯韦方程; 傅立叶变换; 收发信号; 场区划分
中图分类号: P631 文献标识码: A DOI: 10.3969/j.issn.1001-1986.2015.01.017

On the relationship between the frequency electromagnetic sounding with the transient electromagnetic sounding

CHEN Mingsheng

(Xi'an Research Institute, China Coal Technology and Engineering Group Corp, Xi'an 710077, China)

Abstract: This paper, from the detection principle, describes the close relationship between the artificial source frequency electromagnetic sounding and the transient electromagnetic sounding. It is two aspects of a problem and can be converted each other. Two kinds of detection methods are essentially the same, they have the same characters. But after all the problem is reflected from the frequency domain and time domain, the two domains have their own characteristics. The principle of two methods is based on Maxwell's equations, the forward formulas of two methods can be converted by Fourier transform, the actual detection signal characteristics of the sending and receiving, field region division and other major aspects, the similarities and differences between two kinds of detection methods are illustrated to deepen the understanding of detection theory and method. The two methods should be used optimally according to the reality.

Key words: frequency electromagnetic sounding; transient electromagnetic sounding; Maxwell equations; Fourier transform; send and receive signals; field division

瞬变电磁测深与频率电磁测深是人工源电磁测深的一对“孪生兄弟”, 前者属时间域电磁法, 简称 TEM 法, 后者属频率域电磁法, 简称 FEM 法, 还包括可控源声频大地电磁法, 简称 CSAMT 法。根据傅里叶变换, 两者可相互转换, 因此关系紧密; 但是毕竟是两种探测方法, 应存在异同。

1 时间域与频率域麦克斯韦方程^[1]

18 世纪 60 年代, 麦克斯韦根据法拉第等前人关于电磁现象的实验定规创建了麦克斯韦方程, 反映了宏观电磁现象的普遍规律, 是电磁理论的基本方程,

为分析、计算电磁问题的出发点。

1.1 时间域麦克斯韦方程

麦克斯韦方程在时间域中包括积分形式和微分形式, 微分形式的时间域麦克斯韦方程为:

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (3)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (4)$$

式中 E 为电场强度, V/m; H 为磁场强度, A/m; D

收稿日期: 2013-09-06

作者简介: 陈明生(1940—), 男, 山东单县人, 研究员, 博士生导师, 从事电磁法勘探研究。E-mail: chenms40@163.com

引用格式: 陈明生. 关于频率电磁测深几个问题的探讨(八)——频率电磁测深与瞬变电磁测深的关系[J]. 煤田地质与勘探, 2015, 43(1): 81-85.

为电位移矢量, C/m^2 ; B 为磁感应强度, $Wb/m^2(T)$; J 为电流密度, A/m^2 ; ρ 为电荷密度, C/m^3 。

式(1)为全电流安培环路定律, 表示传导电流和位移电流(即变化的电场)是磁场的旋度源, 两者均可产生磁场; 式(2)为法拉第电磁感应定律, 表示变化的磁场可产生电场, 后者是前者的旋度源; 式(3)为磁场高斯定理, 表示磁场是无散场, 磁通是首尾相连, 在空间任一点都是连续的; 式(4)为电场高斯定理, 表示电荷产生电场, 电荷是电场的散度源。

微分形式的时域麦克斯韦方程描述了空间任一点上场与场源的变化关系, 它只适用于媒质物理性质不发生突变的区域。在媒质中, 电磁场还满足以下关系:

$$D = \varepsilon E \quad (5)$$

$$B = \mu H \quad (6)$$

$$J = \sigma E + J_i \quad (7)$$

式中 ε 、 μ 、 σ 分别表示媒质的介电常数、磁导率和电导率; J_i 是外加电流。这 3 个等式决定了电磁场中媒质的特性, 反映媒质对电磁场的影响, 称为物质的结构方程。这样麦克斯韦方程连同物质结构方程便构成完整的电磁学方程, 一切宏观电磁现象都遵循这组方程。

1.2 频率域麦克斯韦方程

和时间域对应的频率域麦克斯韦方程为:

$$\nabla \times H = J - i\omega D \quad (8)$$

$$\nabla \times E = i\omega B \quad (9)$$

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (10)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (11)$$

这组方程实际是描述随时间变化的电磁场中最重要而又最有用的随时间按正弦或余弦变化的场, 即时谐电磁场。他们既可按一维傅里叶变换, 也可按 $e^{-i\omega t}$ 时间因子对式(1)、式(2)求导得到。

2 时间域电磁场与频率域电磁场的转换^[2]

2.1 时间域电磁场与频率域电磁场的转换公式

时间域电磁法与频率域电磁法同属电磁法, 他们的关系密切, 可通过傅里叶变换实现正反向转换。

在这里采用 SI(国际)单位和 $e^{-i\omega t}$ 时谐因子, 相应的傅里叶变换对^[2]为

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{i\omega t} dt \quad (12)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)e^{-i\omega t} d\omega \quad (13)$$

式中 大写字母表示频率域中的函数, 小写字母表示时间域中的函数, 其他亦然。

2.2 频率域电磁场转变为时间域电磁场计算^[3-5]

多层水平大表面上频率域电磁场计算公式总可写成汉克尔变换积分式:

$$H(r) = \int_0^{\infty} h(\lambda)\lambda J_n(r\lambda) d\lambda \quad (14)$$

$J_n(n=0,1,2)$ 为第一类贝塞尔函数, 一般转换为零阶和一阶贝塞尔函数。除均匀半空间情况, 一般求不出式(14)的解析解, 只好采用数值计算。现在一般选用数字滤波法, 先进行变量替换, 使 $x = \ln r$, $y = \ln(1/\lambda)$, 即 $e^x = r$, $e^{-y} = \lambda$ 。

将式(14)变成褶积形式:

$$H(x) = e^{-x} \int_{-\infty}^{\infty} [e^{-y} h(e^{-y})] [e^{x-y} J_n(e^{x-y})] dy \\ = e^{-x} \int_{-\infty}^{\infty} I(y) F(x-y) dy \quad (15)$$

从数学角度看, 式(15)为两个函数的褶积; 从滤波角度看, 积分中第一个函数 $I(y)$ 称为输入函数, 第二个函数 $F(x-y)$ 称为滤波器函数, 积分出的函数 $H(x)$ 为输出函数。在这里输入函数是和地层参数有关的核函数。最终将式(15)的积分离散为如下形式的求和, 即:

$$\sum_{k=0}^{\infty} C_k I(y_k) \quad (16)$$

进行频率域电磁场的计算。式中 C_k 为滤波器系数, $I(y_k)$ 是输入函数。

式(14)为频率域电磁场的一般表达式, 时间域的相应场强计算一般是对式(14)作傅里叶反变换, 经过双重积分计算, 其形式为:

$$H(t) = F^{-1} \left[\int_0^{\infty} K(i\omega, \lambda) J_n(\lambda r) dr \right] \quad (17)$$

从式(17)看出, 需先作汉克尔变换, 再作傅里叶变换(实际是傅氏余弦或正弦变换; 有时作拉氏变换更方便)。作汉克尔变换时要进行一定的数学处理, 以保证积分收敛, 这既增加计算量, 也降低了计算精度。对式(17)作变量代换, 使 $s = i\omega$, 写成拉氏逆变换形式, 即:

$$H(t) = \int_0^{\infty} L^{-1} [K(s, \lambda)] J_n(\lambda r) dr \quad (18)$$

先作拉氏逆变换, 后作汉克尔变换就可避免上述弊端。具体采用 Gaver-Stehfest 逆拉氏变换方法(简称 G-S 方法), 其变换式:

$$\bar{f}(t) = L^{-1} [K(s, \lambda)] = \frac{1}{2\pi i} \int_{\alpha-i\infty}^{\alpha+i\infty} K(s, \lambda) e^{st} ds \quad (19)$$

相应的离散数字变换式为:

$$\bar{f}(t) \doteq [\ln 2/t] \sum_{n=1}^N D_n K(n \ln 2/t) \quad (20)$$

式中

$$D_n = (-1)^{(n+N/2)} \sum_{k=-\frac{n+1}{2}}^{\min(n, N/2)} \frac{k^{N/2} (2k)!}{(N/2 - k)! k! (k-1)! (n-k)! (2k-n)!} \quad (21)$$

这时 $s = n \ln 2 / t$ 。

上面只是说明频率域场强可按一定方法转变为时间域的相应场强, 当然, 在计算时还要处理一些具体问题, 例如频率域场强要乘以相应频谱, 变量 s 按 $s = n \ln 2 / t$ 变换等。

对垂直阶跃脉冲激发的 TEM, 其傅里叶变换式:

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{i\omega t} dt \leftrightarrow f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(\omega)}{-i\omega} e^{-i\omega t} d\omega \quad (22)$$

同时可以看出, 理论的傅里叶变换区间是 $(-\infty \rightarrow +\infty)$; 在实际计算时, 采用的是有限离散傅里叶变换, 要注意尽量避免采样存在的“混频效应”, 即“假频效应”和截断存在的“截断效应”, 即“皱波效应”。

要知道, 频域方法的场值是复数, 时域为实数; 前者有相位, 后者无相位。这是因为时间域的波形是谐频的叠加, 有幅度, 无相位(如果有也是群相位); 由时域变换到频域, 就解析出各个谐频的振幅和相应的相位移。

3 发射与接收信号

图 1 是频率域(频率测深 FEM, 可控源音频大地电磁测深 CSAMT)和时间域(瞬变电磁测深 TEM)电磁法发射波形与接收信号的示意图。频率域电磁法发射的电流波形是理想的正负方波(如仪器是理想的)(图 1a), 经大地滤波接收的是正弦(或余弦)波(图 1b); 时间域电磁法发射的一般是具有一定占空比(像 1/2)的理想正负方波(图 1c), 在发射间歇接收的是随时

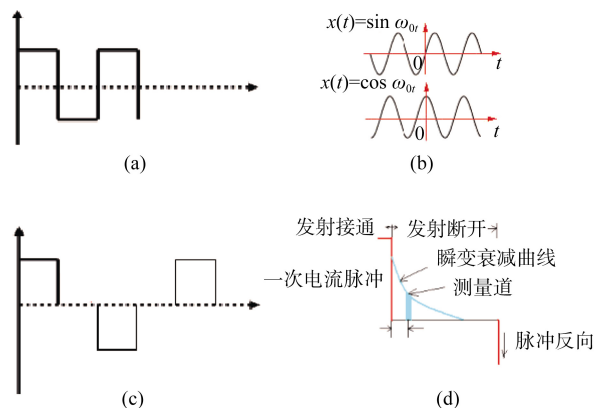


图 1 发射与接收信号

Fig.1 Transmit and receive signals

间衰减的感应电动势(图 1d)。前者接收的是一次场与二次场相叠加的总场, 后者接收的是一次场激发的二次场。

由于频率域与时间域电磁法的发射波形与接收信号的不同就决定了他们之间产生下列差异。

3.1 抗干扰能力及采集资料的快慢

FEM 或 CSAMT 测总场, 信号强, 而且是通过同步选频采集信号, 抗干扰能力强; 但是反映地下介质的变化是二次场, 他是含在总场之中, 分辨能力不够直接。TEM 测二次场, 信号弱, 而且滤波受到限制, 易受干扰。由野外观测可知, 在同一地点采用两种方法施工解决同一地质问题, 频测资料往往好于瞬变场资料。但是大家还是喜欢利用瞬变电磁测深, 这是因为该法反映地质问题直接, 而且采集资料快, 也就是频率测深如变 30 个频点测一条曲线反映一定深度内地质情况, 而瞬变测深一次供电激发, 就可在相应衰减时内测一条曲线。这就是说, 如果前者用 30 min 测一个点, 后者可能用 3 min 就够了, 这是对同一单点测量的约数。

3.2 探测机理与装置的异同

TEM 法与 FEM 法探测机理可认为实质一样, 都是频率探测。在 TEM 法中, 一次激发的波形可以不同, 但其波形都可分解成各种频率的谐波, 用它们激发时, 就可分析地层断面在相应频率成分上的响应。不难理解, TEM 法测深等价于在这些频率上的 FEM 法测深。不过, TEM 法测深对各种地电断面的频率域响应等于相应地电断面的 FEM 频率响应乘一次激发的谱; 对正阶跃波, 其频谱为 $-\frac{1}{i\omega}$, 如图 2。在 FEM 中, 发射的基本是等幅波, 而 TEM 发射的是随频率增加的降幅波。

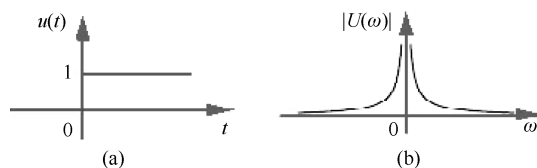


图 2 正阶跃激发波(a)及其频谱(b)

Fig.2 Positive step excitation wave (a) and its spectrum (b)

FEM 法和 TEM 法在野外施工中所采用的装置基本相同, 都有电偶源和磁偶源发射, 分离式收发装置也一样。但是磁偶源发射的 FEM 法无同心装置, 这是因为同心装置基本属近场区测量, 不能实现测总场的 FEM 法; 而 TEM 法测二次场, 可在近场区测量, 故而同心装置是磁偶源发射的 TEM 法的重要基本装置。当然, 如果将一次场从总场中分离出来, 就可实现磁偶源发射的 FEM 法同心装置测量, 但是

要避免发射端对接收端的直接感应。

3.3 信号对地质结构的反映与敏感性

FEM 法是观测总场的电位差 ΔV ，而 TEM 法观测二次变化磁场的感生电动势 ε 。前者通过在地面测得的 ΔV ，并换算为视电阻率 ρ_ω ，其一般表达式：

$$\rho_\omega = K \frac{\Delta V}{I} \quad (n=1,2) \quad (23)$$

后者将地面观测的 ε 换算为视电阻率 ρ_τ ，如对晚期同心磁偶源 TEM 磁场垂直分量：

$$\rho_\tau = \frac{\mu_0}{4\pi t} \left(\frac{2\mu_0 M q}{5t\varepsilon} \right)^{2/3} \quad (24)$$

从式(23)和式(24)看出，FEM 法的视电阻率 ρ_ω 与 ΔV 成正比，TEM 法视电阻率 ρ_τ 与 ε 成反比。其产生机理可这样解释： ΔV 直接和地表传导电流成正比，而地表传导电流是地下介质电阻率的变化在地表的反映，电磁波传到高阻介质，受屏蔽作用使地表传导电流增加， ΔV 变大 ρ_ω 就升高；电磁波传到低阻介质，受到集流作用使地表传导电流减少， ΔV 变小 ρ_ω 就降低。这正如直流电法那样。 ε 直接反映地下介质电阻率，二次涡流在高阻介质形成的小，在低阻介质形成的大，在地表感应的 ε 就小或大，相应的 ρ_τ 就高或低，是地下介质电性的直接、如实反映。

上面所指视电阻率都是在特定场区定义，并通过场强计算得到的，均可反映地下地电断面结构。由场强公式发现，FEM 法的场强至多和地下介质电导率的 1 次方相关；而 TEM 法场强可达到与地下介质电导率的 3/2 次方相关，后者较前者对地层更具敏感性。这说明 FEM 法与 TEM 法虽然本质上都是频率测深，并可互相转换；但是 TEM 法剥离了一次场背景值，直接提取二次场，可更直接反映地质信息。

3.4 探测深度问题

对建立在平面波基础上的渗透深度，频率测深的集肤深度表示为：

$$\delta_{FD} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (25)$$

瞬变场的扩散深度表示为：

$$\delta_{TD} = \sqrt{\frac{2t}{\mu\sigma}} \quad (26)$$

在实际应用中，要结合装置和已知资料确定常数 K ，对频率测深和瞬变测深分别采用以下表达式计算探测深度：

$$H_{FD} = K \sqrt{\frac{\rho}{f}} \quad (27)$$

$$H_{TD} = K \sqrt{\frac{2t\rho}{\mu_0}} \quad (28)$$

由上面各式看出，在装置和地电断面一定的情况下，频率测深探测深度是由频率 f 决定的，瞬变测深探测深度是由延迟时间 t 决定的。

进一步还可分别求出 FEM 场和 TEM 场的传播速度：

$$v_F = \frac{\lambda}{T} = 2 \sqrt{\frac{\pi\rho f}{\mu_0}} \quad (29)$$

$$v_T = \frac{d\delta_{DT}}{dt} = \sqrt{\frac{\rho}{2\mu_0 t}} \quad (30)$$

由上式可想到，对 FEM 场虽有传波速度，但是观测的是稳态场，和时间无关；对 TEM 场是瞬态场，只有电磁波到达某一深度，才能采集到反映那一深度的资料，这是需要时间的。

4 场区划分

对人工源电磁(EM)测深，都存在场区问题，这是因为电磁波(场)离场源位置不同，其性态也不同，对地质结构和构造探测能力也不同。

对人工源 EM 场的场区是由场点离场源距离及波长决定的；对地球物理问题的 FEM 法是取决于频率、极距和介质电阻率；对 TEM 法取决于二次场延迟时间、极距和介质电阻率。

FEM 法的场区是由波数 k 和偏移距 r 确定：当 $|kr| \gg 1$ 为远区， $|kr| \ll 1$ 为近区， $|kr| \approx 1$ 为中区(过渡区)。也可按偏移距 r 与穿透深度(集肤深度) δ_{DF} 的比值 r/δ_{DF} 来定场区，即 $r/\delta_{DF} \gg 1$ 为远区， $r/\delta_{DF} \ll 1$ 为近区， $r/\delta_{DF} \approx 1$ 为中区，这样看起来更直观。

对 TEM 法有类似的场区定义，由瞬变参数 $u = r/\sqrt{2\rho t/\mu_0}$ 的大小决定：当 $u \gg 1$ 为远区(早期)， $u \ll 1$ 为近区(晚期)， $u \approx 1$ 为中区(中期)。由于 TEM 场穿透深度(扩散深度) $\delta_{DT} = \sqrt{2\rho t/\mu_0}$ ，所以也可按 r/δ_{DT} 来定场区，即 $r/\delta_{DT} \gg 1$ 为远区， $r/\delta_{DT} \ll 1$ 为近区， $r/\delta_{DT} \approx 1$ 为中区。

为便于对比两种方法的场区划分，列于表 1。

表 1 场区划分
Table 1 Field division

方法	近区(晚期)	中区(中期)
FEM	$ kr \ll 1 (r/\delta_{DF} \ll 1)$	$ kr \approx 1 (r/\delta_{DF} \approx 1)$
TEM	$u \ll 1 (r/\delta_{DT} \ll 1)$	$u \approx 1 (r/\delta_{DT} \approx 1)$
方法	远区(早期)	备注
FEM	$ kr \gg 1 (r/\delta_{DF} \gg 1)$	$\delta_{DF} = \sqrt{2\rho/\omega\mu_0}$
TEM	$u \gg 1 (r/\delta_{DT} \gg 1)$	$\delta_{DT} = \sqrt{2\rho t/\mu_0}$

为好记和理解场区，可统一到极距 r 与穿透深度 δ 相比，即，看其比值 r/δ 大小来定场区。因为

$$|kr| = \frac{2\pi r}{\lambda} = \frac{r}{\delta_{DF}} \quad (31)$$

$$u = \frac{2\pi r}{\tau} = \frac{2\pi r}{2\pi\sqrt{2t/\mu\sigma}} = \frac{r}{\delta_{DT}} \quad (32)$$

由上两式看出, 频率域波长 λ 和时间域的 τ 参数是对应的, 它们都是长度单位(m)。

由于 FEM 法观测的为总场(一次场和二次场的叠加), TEM 法观测的为二次场; 这就决定前者只适用在中区和远区探测, 后者可在全区(全期)探测。

5 结 论

瞬变电磁测深(TEM)与频率电磁测深(FEM)可通过傅立叶变换紧密联系, 这正如一枚硬币的两面, 实质是一样的。TEM 法属时间域电磁测深, 实际上可看成不同频率的测深, 和 FEM 法不同的是测二次场, FEM 法测总场。反映地质异常的是二次场, 故 TEM 测深反映地质异常更直接; 又由于对地质体反映有滞后现象^[6], 特别对低阻异常显得更敏感。这只是定性的说, 因为 FEM 测深有个一次场“外壳”罩着, 不够直观; 理论上, 在相同条件下如通过反演, 两者应得一样的结果。

虽然 TEM 测深与 FEM 测深实质相同, 但从不同角度观察对象, 还是有不一样的感觉。在实际应用中应把握两种方法异同, 结合研究对象和施工条件灵活运用。

参考文献

- [1] 傅君眉, 冯恩信. 高等电磁理论[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2000.
- [2] 四川大学数学系. 高等数学第四册(物理专业用)[M]. 北京: 人民教育出版社, 1979.
- [3] 朴化荣. 电磁测深法原理[M]. 北京: 地质出版社, 1990.
- [4] 陈明生. 电偶源瞬变电磁测深研究(二)——瞬变电磁场的求解方法[J]. 煤田地质与勘探, 1999, 27(2): 54-57.
- [5] KNIGHT J H, BAICHE A P. Transient electromagnetic calculations using the Gaver-Stehfest inverse Laplace transform method[J]. Geophysics, 1982, 47(1): 47-50.
- [6] 陈明生, 闫述, 石显新, 等. 二维地质体的瞬变电磁场响应特征[J]. 地震地质, 2001, 23(2): 252-256.

(责任编辑 宋震炎)

(上接第 80 页)

- events[C]//SEG Houston 2005 Annual Meeting. [S.l.]: [s.n.], 2005: 1288-1291.
- [11] FRED A, DEBOTYAM M, TAYEB A. Tafti, Friso Brouwer. Artificial neural network based autopicker for micro-earthquake data[C]//SEG San Antonio 2011 Annual Meeting. [S.l.]: [s.n.], 2011: 1623-1626.
- [12] LOIS A, PSARAKIS E Z, PIKOULIS V, et al. Telentis a new chi-squared based test statistic for the detection of seismic events and HOS based pickers' evaluation[C]//32nd European Seismological Commission Assembly. [S.l.]: [s.n.], 2010: 129-136.
- [13] G-AKIS T, NIKOLAOS M, PARASKEVAS P, et al. A method for microseismic event detection and P-phase picking[C]//SEG San Antonio 2011 Annual Meeting. [S.l.]: [s.n.], 2011: 1638-1642.
- [14] STEVENSON R. Microearthquakes at flathead lake, montana: a study using automatic earthquake processing[J]. Bull. Seism. Soc. Am., 1976, 66: 61-79.
- [15] ALLEN R. Automatic earthquake recognition and timing from single trace[J]. Bull. Seism. Soc. Am., 1978, 68: 1521-1532.
- [16] ALLEN R. Automatic phase pickers their present use and future prospects[J]. Bull. Seism. Soc. Am., 1982, 72: 225-242.
- [17] RUUD B O, HUSERBYE E S. A new three-component detector and automatic single-station bulletin production[J]. Bull. Seism. Soc. Am., 1992, 82: 221-237.
- [18] 刘超, 唐春安, 薛俊华, 等. 煤岩体微震事件属性识别与标定综合分析方法[J]. 采矿与安全工程学报, 2011, 28(1): 62-65.

(责任编辑 宋震炎)