巷道围岩中瞬变电磁场三维数值模拟

周仕新,岳建华

(中国矿业大学资源学院,江苏徐州 221008)

摘要:为了进一步研究井中瞬变电磁法的问题,建立了巷道和异常体模型,用推导出的扩散方程的七点差分格式 对磁偶极源激发的瞬变场进行了数值模拟。观察到"烟圈"场在低阻体处早期等值线发生明显畸变,随着时间的 增加影响逐渐减弱;而巷道处的畸变较弱,持续时间长。根据多个测点计算得到的数据,绘制了磁场和和磁场对时 间导数的等值线断面图,显示等值线向低阻体处聚集畸变;而磁场对时间导数等值线的畸变可持续较长时间。 关键词:井中瞬变电磁法;瞬变电磁场;三维数值模拟;有限差分

文章编号:1000-8918(2005)06-0533-04 中图分类号: P631.3 文献标识码:A

瞬变电磁法近年来发展迅速,被广泛应用于勘 查石油资源、金属矿产,寻找地下水、地热,环境及工 程勘察等。瞬变电磁法的三维正演问题一直是人们 关注的焦点,有关三维地电体中瞬变电磁场响应的 研究也早就出现[1-3]。针对瞬变电磁法对低阻体比 较敏感的特点,建立了较简单的井中瞬变电磁法地 电模型,根据推导出的三维扩散方程的七点差分格 式,对巷道和低阳体的三维瞬变场进行了数值模拟, 并按照实践中采用的方法,根据在多个测点处计算 得到的数据绘制了磁场和磁场对时间导数的等值线 断面图,来分析瞬变场在巷道和低阻体的响应特征。

1 三维扩散方程及其有限差分格式

由于电场和磁场的扩散方程及其有限差分格式 形式类似,所以在此仅列出似稳态的磁场扩散方程 及其差分方程的推导过程。无源 Maxwell 方程导出 的磁场 H 的扩散方程为

$$\nabla^2 H - \mu \sigma \, \frac{\partial H}{\partial t} = 0 \, , \qquad (1)$$

式中, μ为磁导率, σ为电导率。图1所示为黑色立 方体网格将所计算的区域剖分成立体网格,这样空 间连续的磁场值就离散为各个节点处的磁场值。在 式(1)两边对节点 H(i,j,k) 为中心的立方体(如图 1 所示的灰色立方体)体积元 $\Delta V(i,i,k)$ 进行体积分

$$\iint_{i,j,k} \nabla^2 H \mathrm{d}V = \iiint_{V(i,j,k)} \mu \sigma \frac{\partial H}{\partial t} \mathrm{d}V , \qquad (2)$$

根据格林公式,式(2) 左端关于体积元 $\Delta V(i,j,k)$ 的 体积分可化为面积分



图1 磁场网格七点差分格式模型

$$\iint_{(i,k)} \nabla^2 H \mathrm{d}V = \iint_{S(i,j,k)} \frac{\partial H}{\partial q} \mathrm{d}S , \qquad (3)$$

式(3)中S(i,j,k)为包围体积元 $\Delta V(i,j,k)$ 的封闭 曲面,q为S(i,j,k)的外法线方向。在第n个时间 步对求解空间中每一个网格节点 Hint,式(3)的右 端项可分解为体积元 $\Delta V(i,j,k)$ 六个面上的面积分 之和,并用每个侧面中心的中心差分值近似代替该 侧面上每一点的 $\frac{\partial H^{n}_{i,j,k}}{\partial q}$ 值,这样,对体积元 $\Delta V(i,j)$ k)六个面求面积分可得

$$\iint_{S(ij,k)} \frac{\partial H_{ij,k}^{n}}{\partial q} dS \approx C_{ij,k} H_{ij,k}^{n} + Cl_{ij,k} H_{i-1,j,k}^{n} + Cl_{ij,k} H_{i+1,j,k}^{n} + Cl_{ij,k} H_{i+1,j,k}^{n} + Cl_{ij,k} H_{ij+1,k}^{n} + Cl_{ij,k} H_{ij,k-1}^{n} + Cl_{ij,k} H_{ij,k-1}^{n} + Cl_{ij,k} H_{ij,k-1}^{n},$$
(4)

收稿日期:2005-06-20

基金项目:高等学校博士学科点专项科研基金资助课题(20050290501) 万万数据

$$C1_{i,j,k} = \frac{\Delta y_j \Delta z_k + \Delta y_{j+1} \Delta z_k + \Delta y_j \Delta z_{k+1} + \Delta y_{j+1} \Delta z_{k+1}}{4\Delta x_i}$$

$$C2_{i,j,k} = \frac{\Delta y_j \Delta z_k + \Delta y_{j+1} \Delta z_k + \Delta y_j \Delta z_{k+1} + \Delta y_{j+1} \Delta z_{k+1}}{4\Delta x_{i+1}}$$

$$C3_{i,j,k} = \frac{\Delta x_i \Delta z_k + \Delta x_{i+1} \Delta z_k + \Delta x_i \Delta z_{k+1} + \Delta x_{i+1} \Delta z_{k+1}}{4\Delta y_i}$$

$$C4_{i,j,k} = \frac{\Delta x_i \Delta z_k + \Delta x_{i+1} \Delta z_k + \Delta x_i \Delta z_{k+1} + \Delta x_{i+1} \Delta z_{k+1}}{4 \Delta y_{i+1}}$$

$$C5_{i,j,k} = \frac{\Delta x_i \Delta y_j + \Delta x_{i+1} \Delta y_j + \Delta x_i \Delta y_{j+1} + \Delta x_{i+1} \Delta y_{j+1}}{4\Delta z_k},$$

$$C6_{i,j,k} = \frac{\Delta x_i \Delta y_j + \Delta x_{i+1} \Delta y_j + \Delta x_i \Delta y_{j+1} + \Delta x_{i+1} \Delta y_{j+1}}{4\Delta z_{k+1}}$$

$$C_{i,j,k} = -\left(C1_{i,j,k} + C2_{i,j,k} + C3_{i,j,k} + C4_{i,j,k} + C4_{i,j,k}\right)$$

$$C5_{ij,k} + C6_{ij,k}, + C6_{$$

C为连接系数, Δx 、 Δy 、 Δz 分别表示各个坐标中的网 格空间步长。

假设空间网格中各点的磁导率不变,而空间各 点的电导率不同,则可将(2)式右端的体积分近似 为

$$\iint_{V(ij,k)} \mu \sigma \frac{\partial H_{ij,k}^{n}}{\partial t} dV \approx \mathcal{O}_{i,j,k} \frac{\partial H_{i,j,k}^{n}}{\partial t}, \quad (5)$$

$$\mathcal{O}_{i,j,k} = \frac{\mu}{8} (\sigma_{i,j,k} \Delta x_{i} \Delta y_{j} \Delta z_{k} + \sigma_{i+1,j,k} \Delta x_{i+1} \Delta y_{j} \Delta z_{k} + \sigma_{i,j+1,k} \Delta x_{i} \Delta y_{j+1} \Delta z_{k} + \sigma_{i,j,k+1} \Delta x_{i} \Delta y_{j} \Delta z_{k+1} + \sigma_{i+1,j+1,k} \Delta x_{i+1} \Delta y_{j+1} \Delta z_{k} + \sigma_{i+1,j+1,k+1} \Delta x_{i+1} \Delta y_{j} \Delta z_{k+1} + \sigma_{i,j+1,k+1} \Delta x_{i} \Delta y_{j+1} \Delta z_{k+1} + \sigma_{i+1,j+1,k+1} \Delta x_{i+1} \Delta y_{j+1} \Delta z_{k+1}) \circ$$

$$\exists \Psi \Delta t \ \exists \pi \text{trifully} K \circ \Pi \ \exists z \ \zeta \ \Box \ A t \ \exists T \Psi \ \Delta t \ \Box \ \Delta t \ \Box \ \Delta t \ \Box \Psi \ \Delta t \ \Box T \ \Box \ \Delta t \ \Box \ \Delta t \ \Box t \ \Delta t \ \Box t$$

近似

$$\frac{\partial H_{i,j,k}^{n}}{\partial t} \approx \frac{H^{n+1} - I_{i,j,k} H^{n-1}_{i,j,k}}{2\Delta t_{n}};$$
(6)

$$H_{i,j,k}^{n} \approx (H_{i,j,k}^{n+1} + H_{i,j,k}^{n-1})/2 , \qquad (7)$$

结合式(2)~(7),得

$$H_{i,j,k}^{n+1} = D_{i,j,k}^{n} H_{i,j,k}^{n-1} + D I_{i,j,k}^{n} H_{i-1,j,k}^{n} + D I_{i,j,k}^{n} H_{i+1,j,k}^{n} + D 3_{i,j,k}^{n} H_{i,j-1,k}^{n} + D 4_{i,j,k}^{n} H_{i,j+1,k}^{n} +$$

$$D5_{i,j,k}^{n}H_{i,j,k-1}^{n} + D6_{i,j,k}^{n}H_{i,j,k+1}^{n} \circ$$
(8)

式(8)即为与图(1)对应的扩散方程的七点差分格 式.D 为连接系数:

$$D_{i,j,k}^{n} = \frac{CO_{i,j,k}/\Delta t_{n} + C_{i,j,k}}{CO_{i,j,k}/\Delta t_{n} - C_{i,j,k}}$$

$$Dl_{i,j,k}^{n} = 2CI_{i,j,k}/(CO_{i,j,k}/\Delta t_{n} - C_{i,j,k})$$

$$D2_{i,j,k}^{n} = 2C2_{i,j,k}/(CO_{i,j,k}/\Delta t_{n} - C_{i,j,k})$$
...
$$D6_{i,j,k}^{n} = 2C6_{i,j,k}/(CO_{i,j,k}/\Delta t_{n} - C_{i,j,k})_{\circ}$$

2 模型设置和计算步骤

2.1 巷道和异常体的模型设置

模型设置如图 2 所示: 巷道长 250 m, 宽、高均 为4m,如实际测量中---样,沿巷道壁和底板交界线 布置15个测点,每个测点相隔10m,巷道内部电阻 率设置为2000Ω·m,巷道周围岩层电阻率设为 100 Ω·m; 异常体位于巷道正下方, 长 30 m, 宽 20 m,高28 m,顶部离巷道底板的距离为32 m,右端离 第15个测点的距离为20m,由于瞬变电磁法对低 阻体比较敏感,所以将异常体电阻率设为5Ω·m。



图 2 巷道和异常体模型

2.2 边界条件和源设置

边界条件的设置分为内、外边界条件设置。在 由巷道壁和顶、底板围成的六面体设置为内边界条 件,以更好地观察巷道对瞬变电磁场扩散的影响:在 计算区域的外表面设置为外边界条件。

考虑到三维数值模拟计算量巨大,为了在较长 的时间范围内进行数值模拟,将初始时间步长设为 10⁻⁷ s:以后随着时间步的增加,步长逐步加大。而 在现有的 Mur 吸收边界条件及其各种改进形式,以 及完全匹配层等吸收边界条件下,要确保计算较长 时间步状态下计算的稳定性,一般采用小于 10⁻⁷ s 的时间步长。试验证明,它们均不适用于文中所给 出的差分方程。因此,在没有找到合适的边界条件 的情况下,采取早期较简单的边界条件处理方 法[5],即根据采用的空间网格步长,将边界面内层 节点上的场值按一定比例关系赋予边界面上相应的 节点。

 $将_{t=t_0,t_1} > 0$ 时刻均匀全空间中磁偶源激发 的磁场值代入差分方程作为源,磁偶极源的发射框 磁矩指向 x 正方向,半径为0.5 m,发射电流为1 A, 则根据 Nabighian M. N.^[6]以及 Wait^[7]给出的方程

$$H = \frac{m}{4\pi r^3} \left\{ \left[\left(\frac{4}{\pi^{1/2}} \theta^3 r^3 + \frac{6}{\pi^{1/2}} \theta r \right) e^{-\theta^2 r^2} + 3 \operatorname{erfc}(\theta r) \right] \times \left(\frac{x^2}{r^2} u_x + \frac{xy}{r^2} u_y + \frac{xz}{r^2} u_z \right) - \right]$$

· 534 ·

万方数据

$$\left[\left(\frac{4}{\pi^{1/2}}\theta^3 r^3 + \frac{2}{\pi^{1/2}}\theta r\right)e^{-\theta^2 r^2} + \operatorname{erfc}(\theta r)\right]\boldsymbol{u}_x\right],\$$
$$\theta = \sqrt{\mu\sigma/(4t)}, r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2},$$

可求得空间的磁场值。式中, $erfc(\theta r)$ 为余误差函数, *u*,、*u*、*u*,为单位向量。

2.3 计算方式的采用

各个参数设定后,在第1、2个时间步分别取2个 极小的时间值代入均匀全空间磁场方程中,计算空间 各点的磁场值,并将得到的值作为迭代的初始值。由 于式(6)和式(7)所作的近似,在以后的每个时间步 上,这种用 DuFort-Frank 法得到的差分方程只能应用 于一半节点的计算中,因此,我们采用了如下的计算 方法。

(1) 当测点所在的坐标之和(i+j+k)为奇数时, 在奇数时间步(a为奇数)上计算空间坐标之和为奇

数的节点的磁场值:将所得到的奇数时间步上的坐标 之和为奇数的点的磁场值代入下一个时间步(这时 n +1 为偶数), 计算空间中坐标之和为偶数的节点的 磁场值。

(2) 当测点所在的坐标之和为偶数时,在奇数时 间步上计算坐标之和为偶数的节点的磁场值:将得到 的值代入下一个时间步,计算坐标之和为奇数的节点 的磁场值。以此类推。

3 数值模拟结果

3.1 巷道和低阻体影响下瞬变磁场的响应特征

图3~图5为源位于测点6时的模拟结果,其中 图 a 和图 b 分别表示 7 µs 和 0.033 ms 时刻的结果, H 等值线标值为实际场值的107倍,正负坐标值分别表 示在发射源的两侧。



图 3 y=0 时 xOz 平面的 H 等值线



图 5 z = -40 时 xO_2 平面的 H 等值线

从数值模拟的结果可以看出,在巷道和异常体 影响下,三维地电体中瞬变磁场如 Nabighian M. N.^[8]所说的呈"烟圈"状向外扩散。当磁场到达低 阳体处,扩散速度变慢,等值线在低阻体处弯曲聚 集,产生畸变。图3和图4中也可观察到在巷道处 等值线的畸曲,但幅度不大。对比各图的 a 和 b 可 看出,随着时间的逐步加大,低阻体对瞬变磁场的影 响逐渐减弱,而巷道影响的减弱相对较慢,持续时间 更长,并且各处磁场等值线的值越来越向中间值接 近,这表明空间各点处的磁场值逐步趋向于相同的 值,最后全空间内的磁场达到稳定。推断这种趋势 是因为扩散方程的七点差分格式所得的值,实际上 万万数据

图4 x = 11 时 yOz 平面的 H 等值线 是网格中心点与相邻6个点的加权平均值,在计算 区域不变的情况下, 决代次数的增加, 势必会导致区 域内各点的值逐步同化,所以在离发射源距离不同 的点,其磁场值的加大和减小会各不相同。图3~ 图 5 所示的结果是一致的,结合起来看,可以大致判 断出低阻体所在的位置及大小。

3.2 瞬变磁场等值线断面

得到各个测点数值模拟的结果后,如图2所示, 取在每个测点计算时该测点垂直方向(z坐标方向) 连线上各个点的磁场值,可形成各时段的瞬变磁场 等值线断面(图6)。

从图6中可以看出,在巷道顶、底板影响下,等



单位:A/m 图 6 磁场等值线断面

值线产生较小的畸形。等值线在瞬变场的早期呈向 低阻体顶部弯曲的畸形,而在中期则显示出向低阻 体处聚集的畸形;同时也能发现,在离低阻体距离较 远的测点处得到的结果,在早期几乎不受低阻体影 响,而在晚延迟阶段所受低阻体影响逐渐增大。

3.3 ∂H/ ∂t 等值线断面

在实际工作中,磁场对时间的导数∂H/∂t 比 H 更有意义,所以我们在各个测点处的数值模拟中计 算了∂H/∂t,并按上节中的方法作了∂H/∂t 的等值线 断面(图7)。在瞬变场早期,∂H/∂t 等值线在巷道 顶、底板处发生畸曲,在低阻体处畸曲比较剧烈,等 值线向低阻体聚集,与图6 相似。在离低阻体较远 的测点处,模拟结果受低阻体影响极小,而在晚延迟 阶段等值线则向低阻体下部畸曲聚集,距低阻体较 远处测点的模拟结果受低阻体影响也越来越大。

对比图 6 和图 7 可发现,用 ∂H/ ∂t 求出的等值 线断面,比磁场的等值线断面反应出的巷道和低阻 体影响更加明显,持续时间更长,从而可以更加地容 易判断出低阻体的大致深度和长度。

4 结论

笔者推导出的无源 Maxwell 扩散方程的七点差 分方程,虽然可适用于数值模拟各种激发源在任意 复杂地电体中激发的瞬变电磁场的响应特征,但实 际情况下的巷道和地质异常体的电导率极其复杂。 建立的地由模型比较简单,目的是在一定程度上为 万万数据





实践工作提供理论基础,并且为解释三维瞬变电磁 法资料提供一种简便有效的方法。

文中以3个坐标平面方向的磁场等值线图来体 现模拟结果,显示出三维瞬变场在巷道和低阻体影 响下仍呈"烟圈"状向外扩散,并在巷道和低阻体处 等值线发生不同程度的畸曲。另外,用在各个测点 模拟得到的数据绘制了磁场等值线断面图和∂H/∂t 等值线断面图,发现用∂H/∂t 等值线断面图来判断 低阻体的位置和大小,效果相对较好。

参考文献:

- Newman G A, Hohmann G W. Time-domain EM response of a three-dimensio-nal body in a layered earth [R]. 54th Annual International SEC Meeting, 1986;67-69.
- [2] San Filipo, Eaton W A, Hohmann G W. The transient EM response of a prism in a conductive half-space [R]. 54th Annual International SEG Meeting, 1984;64-67.
- [3] Wang T, Hohmann G W. A finite-difference, time-domain solution for three-dimensional electromagnetic modeling [J]. Geophysics, 1993,58(6):797-809.
- [4] Oristaglio M L, Hohmann G W. Diffusion of electromagnetic fields into a two-dimensional earth; A finite-difference approach[J]. Geophysics, 1984, 49(7); 870-894.
- [5] Gandhi O P, Gao B Q, Chen J Y. A Freque-ncy-Dependent Finite-Difference Time-Dom-ain Formulation for General Dispersive Media[J]. IEEE Trans on MTT, 1993, 41(4):658-665.
- [6] 米萨克 N 纳比古安. 电磁法(第一卷)[M]. 赵经祥, 译. 北京:
 地质出版社, 1992.

参考文献:

- [1] 李文艳,牛彦良,吴明华. 消除 50Hz 干扰波的地震资料处理新 方法[J]. 大庆石油地质与开发,2001,20(5):67-68.
- [2] 邹才能,张颖:油气勘探开发实用地震新技术[M].北京:石油

工业出版社,2002. 152-153.

- [3] 董敏昱. 地震信号分析[M]. 北京:石油大学出版社, 1990.
- [4] 韩文功. 胜利油气地球物理技术论文集(2003-2004)[M]. 北 京:石油工业出版社,2004.64-70.

THE IMPROVEMENT OF COSINE APPROCH METHOD AND ITS APPLICATION TO REMOVE INDUSTRIAL NOISE IN SEISMIC DATA

HU Wei^{1,2}, LU Xiao-wei³

(1. Geoscience Institute, Yangtze University, Jingzhou 434023, China; 2. Geophysical Exploration Corporation, Shengli Oilfield Ltd., Dongying 257100, China; 3. Geophysical Research Institute, Shengli Oilfield Ltd., Dongying 257022, China)

Abstract: Cosine Approach Method is a new technique for removing 50Hz industrial noise. However, because of the complexity of the real data, the method cannot effectively suppress the industrial noise contained in some real data. Based on a careful analysis of the real data, this paper proposes to adopt refined frequency scanning, super sampling of cosine signal and amplitude statistics of seismic data to improve the precision and practicality. The theoretical analysis and processing result of the real data show that the improved method is more practical and precise.

Key words: industrial noise; cosine approach; frequency scanning; super sampling

作者简介: 胡伟(1975 -),男,1997 年毕业于西南石油学院地质系,一直在胜利油田地球物理勘探开发公司从事地震资料采 集及处理方法研究,现为长江大学地球科学学院在读工程硕士,公开发表学术论文数篇。

上接 536 页

[7] Wait J R. Propagation of electromagnetic pulses in a homogeneous conducting earth[J]. App Sci Res, 1958,8;213-253. half-space-An approximate representation [J]. Geophysics, 1979, 44(10):1700-1705.

[8] Nabighian M N. Quasi-static transient response of a conducting

NUMERICAL THREE-DIMENSIONAL SIMULATION OF TRANSIENT ELECTROMAGNETIC FIELD IN ROADWAY AND ITS SURROUNDING ROCKS

ZHOU Shi-xin, YUE Jian-hua

(China University of Mining and Technology, Xuzhou 221008, China)

Abstract: To further study the problem of mine TDEM, the authors set up a model for the roadway and the abnormal body, and made numerical simulation of the transient field excited by a magnetic dipole source by using the seven node difference scheme of the diffusion equation. The result shows that the isolines of the "smoke ring" field where the conductor is located are obviously abnormal, and the effect of the conductor weakens with time. However, the abnormality where the roadway is located can last longer. The isoline section figures of the magnetic field and $\partial H/\partial t$ are plotted on the basis of the data obtained at quite a few surveying points. The figures show that the isolines congregate towards the conductor, and the abnormality lasts longer in the isoline section figures of $\partial H/\partial t$. Key words; mine TDEM; transient field; numerical three-dimensional simulation; finite difference

作者简介:周仕新(1981-),男,江苏常州人,2003 年毕业于中国矿业大学资源学院,现于中国矿业大学资源学院攻读硕士学位,研究方向为应用地球物理勘探方法。 力力数据