doi: 10.11720/wtyht.2019.1383

甄慧翔,杨宇山,李媛媛,等.基于 L-BFGS 反演算法的 ΔT 精确计算磁异常分量 T_{ap}方法[J].物探与化探,2019,43(3):598-607.hup://doi.org/ 10.11720/wtyht.2019.1383

Zhen H X, Yang Y S, Li Y Y, et al. Method for accurately calculating magnetic anomaly component using ΔT based on L-BFGS inversion algorithm [J].Geophysical and Geochemical Exploration, 2019, 43(3): 598-607. http://doi.org/10.11720/wtyht.2019.1383

基于 L-BFGS 反演算法的 ΔT 精确计算磁异常分量 T_{an} 方法

甄慧翔,杨宇山,李媛媛,刘天佑

(中国地质大学(武汉)地球物理与空间信息学院,湖北武汉 430074)

摘要:磁法勘探理论中,将 ΔT 磁异常看作磁异常矢量 T_a 在地磁场方向的分量 T_{ap} ,是 ΔT 异常处理与解释的物理 基础,然而这种近似存在误差,理论计算及实验已经证明这种近似所产生的误差将随着 T_a 异常强度的增大而迅速 增加。当磁异常 T_a 远小于地磁场 T_0 时,误差影响小,可忽略,在强磁异常情况下,误差大, ΔT 异常的处理解释精度 会受到很大的影响。对于高精度磁法勘探而言,必须将 ΔT 转换成磁异常分量 T_{ap} 进行处理解释。笔者提出了基于 有限储存 BFGS(L-BFGS)反演算法的 ΔT 精确计算磁异常分量方法,首先推导了 T_{ap} 计算 ΔT 的正演公式,利用 ΔT 与 T_{ap} 的差值构建反演 T_{ap} 的目标函数,采用 L-BFGS 算法由 ΔT 解算 T_{ap} 。模型实验表明该方法计算得到的 T_{ap} 十分 接近理论值,即可将误差降低两个数量级。在存在噪声与背景场情况下该方法也都能得到很好的结果。将本方法 应用于福建阳山铁矿 ΔT 磁测资料的处理,得到了与实际更加符合的处理解释结果。

关键词: 强磁异常;总场异常 Δ*T*;磁异常分量 *T*_{ap};高精度处理解释;L-BFGS **中图分类号**: P631 **文献标识码**: A **文章编号**: 1000-8918(2019)03-0598-10

中国力夫号:1051 人間你以時:A 大学場号:1000-0910(2019/05 (

0 引言

20 世纪 70 年代, ΔT 测量因其具备无需调平和 定向等便捷性,逐渐取代了磁异常分量 Z_a 测量,成 为磁法勘探中的主要测量方式^[1-2]。质子磁力仪和 光泵磁力仪都是测量地磁总场,然后减去地磁正常 场得到 ΔT 。在磁法勘探理论中,总场异常 ΔT ,即地 磁总场与地磁正常场的模量差,常被近似看作磁异 常矢量 T_a 在地磁正常场方向上的投影分量 T_{ap} ,因 此磁法处理解释中存在 ΔT 近似误差。磁法勘探理 论^[3-7]指出,当磁异常远小于地磁场时,近似误差对 后续处理的影响可以忽略。这种近似的优势在于, ΔT 相当于是磁异常矢量 T_a 在地磁场方向上的投影 分量, ΔT 与磁性体磁化强度 M 之间成了简单的线 性关系,而与地磁正常场 T_0 无直接关系。后续分量 转换等计算及反演解释都将得到简化,所以在弱磁 异常条件下,将 ΔT 近似看作 T_{ap}便捷有效。

Blakely^[3]指出可以对 ΔT 近似处理的缘由是由 于航空磁测测得的磁异常较小,近似误差 E 也较小 (图 1),所以在处理中忽略 ΔT 近似误差。磁法勘 探理论教材中普遍提到,当 $T_0 \gg T_a$ 时,误差才可以



图 1 总场异常 ΔT 及其他相关物理量关系示意 Fig.1 Schematic diagram of total field anomaly ΔT and other related physical quantities

收稿日期: 2018-10-24; 修回日期: 2019-01-16

基金项目:国家重点研发计划项目"华北克拉通辽东/胶东重要成矿区带金多金属矿深部预测及勘查示范"下设课题"空—地—井立体探测技术方法构建与示范"(2018YFC0603803)

作者简介: 甄慧翔(1995-),男,汉族,硕士研究生,主要从事重磁资料处理及反演研究工作。Email:zhenhx1995@163.com.

通讯作者: 杨宇山(1977-), 男, 副教授, 主要从事重磁资料处理与解释方面的教学和科研工作。Email: samyys@ 126.com

被忽略。Hinze^[6] 通过实验说明当 T₀ 为 30 000 nT 时,如果 T_a 为 500 nT,误差只有 4 nT,而当 T_a 为 10000 nT 时误差可以达到 1667 nT。实际工作条件 并非都是航空磁测和卫星磁测。在具有强磁异常的 条件,如埋深较浅、规模较大的矿体或井中 ΔT 磁测 探头靠近矿体,磁异常非常大甚至超过地磁场,ΔT 近似误差 E 不容忽略。如今磁法勘探中,工作方法 往往不管磁异常 T_a 强度大小, 普遍将总场异常 ΔT 看作磁异常 T_a 在地磁场方向上的投影分量 T_{ap} 。后 续的化极、延拓、分量转换、磁异常模量计算等处理 解释方法都是在这种近似下进行的,究其缘由,一方 面是仍未意识到 ΔT 近似误差的影响,另一方面是 因为缺乏代替近似处理的解决方案。袁晓雨等[8-9] 通过实验发现,随着磁异常的增大,E按近似指数关 系迅速增大,在强磁异常条件下不容忽视,否则对后 续的定量计算和分析解释会造成较大的影响。误差 最为直观的影响就是磁异常分量转换过程,因为 ΔT 并不是磁异常 T_a的分量, 而处理解释中, 将它直接 看作磁异常 T_a 分量 T_{an} ,误差是必然存在的。其他 处理解释方法如化极、磁异常模量求取等都与分量 转换密切相关。垂直磁化条件下,磁异常的形态以 及磁异常与磁性体的关系都比较简单,便于进行地 质解释,因此处理中常常对 ΔT 磁异常作化到地磁 极处理。化极理论上也应是对地磁场方向上的投影 分量 T__进行处理^[10-11],所以 ΔT 化极存在近似误差 影响。图 2 所示, 对一个单球体模型强磁异常 ΔT 和 T., 化极结果对比。模型球体中心坐标(0,0), 埋 深150m,半径为130m,磁化强度50A/m,地磁场强 度 T₀ 为 50 000 nT, 地磁倾角 45°, 偏角 0°。图 2 可 以看出,强磁异常情况下, T_{av} 化极结果良好。 ΔT 化 极后,不仅在磁性体处有较大误差,在磁性体周围也 存在虚假异常,异常体的位置形状都受到影响,异常 整体向磁偏角方向偏移,对后续的精细化处理解释 有很大影响。



a—球体模型 ΔT ; b—球体模型 T_{ap} ; c—球体模型 ΔT 化极结果; d—球体模型 T_{ap} 化极结果; 红圈表示球体模型投影,黑点表示球体模型的中点 a— ΔT of the sphere model; b— T_{ap} of the sphere model; c—RTP of the sphere model ΔT ; d—RTP of the sphere model T_{ap} ; the red circle in the figure represents the projection of the sphere model and the black dot represents the midpoint of the sphere model

图 2 强磁异常情况下 $\Delta T = T_{ap}$ 化极结果对比

Fig.2 Reduction to the pole (RTP) results comparison of ΔT and T_{ap} under strong magnetic anomalies

为此笔者提出一种方法,不对 ΔT 进行近似处 理,直接计算得到 T_{ap} ,提高处理解释精度。笔者首 先推导了 $\Delta T = T_{ap}$ 的差值公式,由此得到根据 T_{ap} 计 算 ΔT 的正演公式。然后利用正演公式构建了反演 磁异常分量 T_{ap} 的目标函数,最后利用 L-BFGS 优化 算法解该非线性优化问题得到磁异常分量 T_{ap} 。

1 方法原理

1.1 误差原理

下面根据磁法勘探理论,推导误差公式。地磁场总场 **T** 是地磁正常场(后面简称正常场)**T**。与磁

异常 T, 的矢量叠加

$$\boldsymbol{T} = \boldsymbol{T}_{0} + \boldsymbol{T}_{1} \,, \tag{1}$$

总场异常 ΔT 与磁异常 T_a 不同, ΔT 是地磁场总场 T与正常场 T。的模量差

$$\Delta T = |T| - |T_0| = T - T_0,$$
 (2)
总场异常 $\Delta T = T_0,$ 的差值 *E*,也就是近似处理导致

图 1 中,由三角余弦定理可知

$$T = \sqrt{T_0^2 + T_a^2 + 2T_0 T_a \cos\theta}, \qquad (4)$$

由式(2)、式(4)可以得到

$$\Delta T^2 + T_0^2 + 2\Delta T T_0 = T_0^2 + T_0^2 + 2T_0 T_{\rm er}, \quad (5)$$

$$2T_{0}(\Delta T - T_{\rm ap}) = T_{\rm a}^{2} - \Delta T^{2}, \qquad (6)$$

然后通过式(3)和式(6)得到误差公式

$$E = \frac{T_a^2 - \Delta T^2}{2T_0}$$
(7)

根据误差公式,结合三角关系可知

$$T_{a} \ge \Delta T,$$
 (8)

由此可以得到两个性质

$$E \ge 0, \tag{9}$$

$$\Delta T \ge T_{\rm ap}.\tag{10}$$

1.2 构建目标函数

目标函数的构建是结合已知的误差公式(7), 得到一个可以由磁异常分量 T_{ap}计算 ΔT 的正演公 式。根据正演公式来进行反演计算。

由误差公式可知,对于实测数据,任意一个测点 都满足下式

$$\Delta T = T_{ap} + \frac{T_a^2 - \Delta T^2}{2T_o}$$
(11)

式(11)中,在不大的区域内正常场 To 可看作固定 方向的常数,除了 ΔT_{ab} ,还存在变量 T_{ab} 。根据位 场理论磁异常 T_a 与 T_a 可以相互转换, 假设有 $m \times n$ 二维平面网格上总测点数为 N,通过磁异常分量换 算,利用磁异常分量 Tap平面数据在频率域乘上转换 因子,得到磁异常 T_a 三个方向分量 H_{ax} 、 H_{ay} 、 Z_a 。然 后通过矢量合成可求得 T_a 平面数据。过程如下:

$$F[T_{ap}] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} T_{ap(x,y,0)} e^{-uix} e^{-viy} dx dy, \quad (12)$$

$$H_{ax} = f\left(\frac{2\pi i u}{q_{t_0}} F[T_{ap}]\right),$$

$$H_{ay} = f\left(\frac{2\pi i v}{q_{t_0}} F[T_{ap}]\right),$$

$$Z_a = f\left(\frac{2\pi i (u^2 + v^2)^{1/2}}{q_{t_0}} F[T_{ap}]\right),$$

$$T_a^2 = H_{ax}^2 + H_{ay}^2 + Z_a^2, \quad (13)$$

$$T_{a}^{2} = f\left(\frac{2\pi i u}{q_{\iota_{0}}}F[T_{ap}]\right)^{2} + f\left(\frac{2\pi i v}{q_{\iota_{0}}}F[T_{ap}]\right)^{2} + f\left(\frac{2\pi i (u^{2} + v^{2})^{1/2}}{q_{\iota_{0}}}F[T_{ap}]\right)^{2}, \quad (14)$$

43 卷

 $q_{i_0} = 2\pi [i(L_0 u + M_0 u) + N_0 (u^2 + v^2)^{1/2}]_{\circ}$ 其中:F[]表示二维傅里叶正变换,f()表示二维傅 里叶反变换, L_0 、 M_0 、 N_0 为地磁场单位矢量 t_0 的方向 余弦。

上面介绍了 T_a ,计算 T_a 的过程,式(11)中 T_a^2 可 由式(14)计算得到,由此得到 T_{ap} 计算 ΔT 的正演公 式

$$\Delta T = T_{ap} + \frac{f\left(\frac{2\pi i u}{q_{i_0}}F[T_{ap}]\right)^2}{2T_0} + \frac{f\left(\frac{2\pi i v}{q_{i_0}}F[T_{ap}]\right)^2}{2T_0} + \frac{f\left(\frac{2\pi i (u^2 + v^2)^{1/2}}{q_{i_0}}F[T_{ap}]\right)^2}{2T_0} - \frac{\Delta T^2}{2T_0^\circ} \quad (15)$$

为了计算便捷,避免解方程,式(15)右侧的 ΔT 可直 接采用观测得到的总场异常 ΔT_{obs}。现在根据正演 公式可以构建一个求解 T_{ap}的非线性优化问题,目标 函数如下

$$\phi = \min_{T} \| \Delta T_{\text{pred}} - \Delta T_{\text{obs}} \|_{2^{\circ}}^{2} \qquad (16)$$

其中: ΔT_{treel} 和 ΔT_{obs} 分别表示 T_{av} 正演得到的总场异 常和观测得到的总场异常。在不考虑傅里叶变换误 差时,该目标函数存在唯一的全局极小值0,因此研 究问题可归结为无约束非线性大规模优化问 题^[12-15]。求解式(16)最优化问题,通常采用迭代算 法,通过迭代更新 T_{ap} 最小化 $\phi(T_{ap})$ 。下文用 m 表 示 T_{an},其迭代格式如下

$$\boldsymbol{m}_{k+1} = \boldsymbol{m}_k + \boldsymbol{\alpha}_k \boldsymbol{d}_k, \qquad (17)$$

其中:步长 α, 由线性搜索策略确定, d, 为搜索方 向。对于该优化问题,共轭梯度法与有限内存的 BFGS(L-BFGS)^[14-18]方法是常见的选择。与流行的 共轭梯度法相比,L-BFGS 方法作为拟牛顿方法的变 体,具有更快的收敛速度,这有助于减少迭代次 数^[19-22]。采用 L-BFGS 方法, 搜索方向 d_k 在 L-BFGS 方法中可以用 Hessian 矩阵的逆近似 H_{i}^{-1} 和 梯度g,表示:

$$\boldsymbol{d}_{k} = -\boldsymbol{H}_{k}^{-1}\boldsymbol{g}_{k} \, \boldsymbol{o} \tag{18}$$

由于文中目标函数的梯度 g_k 难以直接计算,利用差 分代替微分来计算梯度。L-BFGS 算法^[23-27]无需存 储矩阵 H_{k}^{-1} ,仅存储最近的 n 步的向量组 $\{s_i, y_i\}_{i=0}^{k}$ 就能计算 H_k^{-1} ,计算过程如下:

1500

$$H_{k+1}^{-1} = (V_{k}^{\mathrm{T}} V_{k-1}^{\mathrm{T}} \cdots V_{k-n+1}^{\mathrm{T}}) H_{k0}^{-1} (V_{k-n+1} \cdots V_{k-1}^{\mathrm{T}} V_{k}) + (V_{k}^{\mathrm{T}} V_{k-1}^{\mathrm{T}} \cdots V_{k-n+2}^{\mathrm{T}}) (\rho_{0} s_{0} s_{0}^{\mathrm{T}}) (V_{k-n+2} \cdots V_{k-1}^{\mathrm{T}} V_{k}) + \vdots \\ V_{k}^{\mathrm{T}} (\rho_{k-1} s_{k-1} s_{k-1}^{\mathrm{T}}) V_{k} + \rho_{k} s_{k} s_{k}^{\mathrm{T}}, \qquad (19)$$

 $|\mathbf{I} + \mathbf{V}_k| = \mathbf{I} - \rho_k \mathbf{y}_k \mathbf{s}_k^{\mathrm{T}}, \rho_k = 1/(\mathbf{y}_k^{\mathrm{T}} \mathbf{s}_k), \mathbf{y}_k = \mathbf{g}_{k+1} - \mathbf{g}_k, \mathbf{s}_k = \mathbf{g}_{k+1} - \mathbf{g}_k$ $\boldsymbol{m}_{k+1} - \boldsymbol{m}_{k \circ}$

模型实验 2

为验证该方法的可靠性,在理论模型上进行验 证。采用单球体模型和组合模型,并在此基础上做 了弱磁性组合模型、加噪声组合模型、叠加背景场组 合模型,模型参数见表1。分别验证该方法在弱磁 性、有噪声以及有背景场的数据环境下的应用效果。 下文模型实验均采用 32×32 网格数据,设地磁场强 度为 50 000 nT, 地磁倾角 45°偏角 30°, 采样点线距 为100m(如图3所示)。

2.1 单球体模型

如图 4 所示,磁异常分量 T_{ap} 、总场异常 ΔT 和 通过反演得到的T_{an}在异常形态上非常相似。但是 它们的幅值存在很大差异。计算它们的差异如图 5 所示。

图 4 中可以看到 ΔT 近似误差达到 8 000 nT, 对



1500

BFGS 算法解该问题。利用 ΔT 初始化 T_{an} ,最终最 大误差收敛到 20 nT 左右。最后反演得到的 Tao 与 模型 Tan非常接近,表明该方法是有效的。由于目标 函数的计算中的包含傅立叶变换,导致结果存在一 些误差。但它与原来的近似误差相比已经降低了两 个数量级。图 6 对反演得到的 T_{an}磁异常分量化极, 化极结果与理论模型几乎没有差异,位置和形态都 对应非常好。

表1 模型几何参数和磁化强度 Table 1 Model geometric parameters of and magnetization

模型	中心 X 坐标	中心 Y 坐标	半径	中心埋深	磁化强度 J	
	/m	/m	/m	/m	$/(\mathbf{A} \cdot \mathbf{m}^{-1})$	
单球体模型	50	50	250	300	120	
组合模型 A	-300	300	250	350	120	
组合模型 B	300	-300	400	500	120	
1500 (a)		(b)		(c)		
m, 200⊣						



a—磁异常在地磁场方向上的投影分量 T_{ap} ;b—总场异常 ΔT ;c—反演得到的磁异常分量 T_{ap} ;

a—the projection component T_{ap} of the magnetic anomaly in the direction of the normal geomagnetic field; b—the total field anomaly ΔT ; c—the magnetic anomaly component $T_{\rm ap}$ obtained by the inversion

> 图 4 单球体模型 T_{ap} 、 ΔT 和计算得到的磁异常分量 T_{ap} 对比

Fig.4 Comparison of T_{ap} , ΔT and calculated T_{ap}

11-1



a— ΔT 与 T_{ap} 的差值(即初始偏差);b—反演得到的 T_{ap} 与理论 T_{ap} 存在的偏差

a-difference between ΔT and T_{ap} (ie, initial deviation); b-error between the inverted T_{ap} and the theoretical T_{ap}

图 5 单球体模型反演误差





The red circle in the figure represents the projection of the sphere model , and the black dot represents the midpoint of the sphere model

图 6 反演得到的磁异常分量 T_{ap}的化极结果



2.2 组合模型

如图 7 所示, T_{ap} 、 ΔT 和反演计算得到的 T_{ap} 也 在异常形状上非常相似。但是它们的幅值存在很大 差异。计算它们的差异如图 8 所示。

由图 7 可见,组合球体模型正演的 ΔT 幅值在-12 000 nT 到 28 000 nT 之间,而 ΔT 与 T_{ap} 的最大差值 达到 8 000 nT,由此可见强磁条件 ΔT 计算误差很 大,不容忽视。与单球体模型类似,利用 ΔT 初始化 T_{ap} ,反演得到的 T_{ap} 与模型 T_{ap} 的初始最大偏差从 8 000 nT 下降到 40 nT。由图 8 可以看出该方法在叠 加异常上,迭代结果的误差相较于单球体模型有所 增加,说明模型的复杂程度对反演结果存在一定影 响。不过原始计算误差还是被降低了两个数量级, 可以满足计算要求。图 9 对反演得到的磁异常分量 T_{ap} 化极,化极结果与理论模型几乎没有差异,位置



a—磁异常在地磁场方向上的投影分量 T_{ap} ;b—总场异常 ΔT ;c—反演得到的磁异常分量 T_{ap} ;

a—the projection component T_{ap} of the magnetic anomaly in the direction of the earth's magnetic field; b—the total field anomaly ΔT ; c—the magnetic anomaly component T_{ap} obtained by the inversion

图 7 组合球体模型 T_{ap} 、 ΔT 和反演得到的磁异常分量 T_{ap} 对比

Fig.7 Comparison of T_{ap} , ΔT and calculated T_{ap}



a-difference between ΔT and T_{ap} (ie, initial deviation); b-error between the inverted T_{ap} and the theoretical T_{ap}

图 8 组合球体模型反演误差



和形态都对应非常好。

2.3 弱磁情况组合模型

前面的两个实验中,强磁条件下,在计算后都还 保留一定的误差,如果在弱磁条件下,计算结果的误 差会相应降低,还是会固定在数十 nT。为此笔者做 了弱磁条件下的实验。在弱磁性模型实验中,保持 其他参数不变,仅将磁化强度设为 12 A/m。图 10 可见反演计算得到的磁异常分量 T_{ap} 与理论值的误 差也相应较小,说明傅里叶变换产生的剩余误差同 磁异常大小相关,而且该方法在磁异常不同时,都可 以将 ΔT 与 T_{ap} 的初始误差降低两个数量级。

2.4 叠加噪声模型

实际数据往往存在随机噪声,于是本文做了叠加噪声模型,对模型 ΔT 叠加 0~100 nT 的随机误差,然后本文方法迭代计算反演 T_{ap} ,反演结果图11c 仍带有随机噪声,去除随机噪声后得到结果图11d,





The red circle in the figure represents the projection of the sphere model, and the black dot represents the midpoint of the sphere model



Fig.9 The RTP result of the magnetic anomaly component T_{ap} obtained by inversion



图 10 弱磁异常条件下组合球体模型反演得到的 Tan误差



可以看出该方法基本不受随机噪声影响。

2.5 叠加背景场模型

叠加背景场模型,是对模型正演得到的 ΔT 叠

加一个背景场。然后对该叠加场采用本文方法反演 计算 T_{ap},计算结果是仍受背景场影响的 T_{ap},当去除 背景场后得到最终结果图12d,可以看出背景场对



声后的误差结果

a-0~100 nT random noise; b-approximation error of ΔT superimposed with random noise; c-error of T_{ap} obtained by ΔT inversion of superimposed noise; d- T_{ap} error result obtained by inversion (after noise elimination)



图 11 叠加噪声的模型实验 Fig.11 Model experiment for superimposed noise

a—背景场;b—叠加了背景场的 ΔT 的近似误差;c—反演得到的 T_{ap} 存在的误差;d— 反演得到的 T_{ap} 消除背景场后的误差结果 a—the background field; b—approximation error of ΔT (overlay background field); c—error of T_{ap} obtained by ΔT inversion of superimposed background field; d— T_{ap} error result obtained by inversion (after eliminating the background field)

图 12 叠加背景场的模型实验 Fig.12 The model experiment of the superimposed background field 迭代计算结果存在一定的影响,不过影响不大。

3 实测资料计算

将上述方法应用于福建阳山铁矿的实际磁测资 料处理中(图 13)。研究区内矿体磁性较强,产生的 磁异常普遍达到数千 nT,最高可以达到 10000 nT 以 上。模型试验结果显示,由于 ΔT 处理解释时带有 近似误差,化极处理后,不仅会影响强磁性体化极后 的幅值位置和形状,还会在强磁异常体附近区域产 生较大的虚假异常,如图 13c 所示。

· 605 ·

将该方法应用到福建阳山实测资料中,ΔT 与计 算得到的 T_{ap}化极结果(图 13a、b)对比可见,不仅在 强磁性体位置处幅值存在较大差异,而且在异常体 附近,特别是强磁性体的北侧有很大范围的计算误 差,这与模型实验中得到的结论相吻合,该误差在精 细化处理解释中不可忽略。剖面化极曲线在曲线形 状与极值点位置上存在差异,通过对二者采用组合



a—实测资料 ΔT 化极结果;b—计算得到的 Tan化极结果;c—二者化极结果的差值

 $a-\Delta T$ RTP result of measured data; $b-T_{ap}$ RTP result obtained by inversion; c-difference between two polarization results

图 13 阳山铁矿实测 ΔT 化极结果与计算得到的 T_{ap}化极结果对比





a—沿剖面 AB, ΔT 化极和 T_{ap} 化极曲线及其反演拟合结果;b—观测得到的 ΔT 数据反演结果;c—计算得到的 T_{ap} 数据反演结果;见矿钻孔 ck40、ck42,未见矿钻孔 ck39、zk4298

a— ΔT reduction to the pole curve, T_{ap} reduction to the pole curve and their inversion fitting results along the section AB; b—inversion result of the observed ΔT data; c—inversion result of the calculated T_{ap} data; See ore through dring bore ck40, ck42, no mine ore is found in borehole ck39, zk4298 图 14 阳山铁矿 ΔT 与计算得到的 T_{ap} 剖面反演对比

Fig.14 Profile inversion comparison of ΔT and calculated T_{ap}

直立长方体自动反演,得到不同的结果(图 14),对 比发现见矿钻孔 ck40、未见矿钻孔 zk4298 与 ΔT 反 演结果相互矛盾,与计算得到的 T_{ap} 反演结果对应良 好。

4 结论

实验证明磁法勘探中将 ΔT 看作磁异常 T_{a} 在 地磁场方向上的投影 Tap,并在这种近似下进行处理 解释,在具有强磁异常的情况下,如地面磁测时埋深 较浅、规模较大的矿体或井中 ΔT 磁测探头靠近矿 体,磁异常非常大甚至超过地磁场,ΔT 近似误差 E 不可忽略。本文提出的利用 L-BFGS 优化算法反演 计算T_{an}的方法可以得到十分接近真实T_{an}的结果, 存在的反演结果的误差主要来源于目标函数中的傅 里叶变换。总体上该方法可以将 ΔT 最大近似误差 降低两个数量级,在此基础上进行处理解释可以得 到更加精确的结果,实测资料也证明了该结论。随 着磁法勘探的发展和计算能力的提高,使用反演得 到的 Tan数据进行处理解释,可以很大程度的提高处 理解释的精度,符合高精度处理解释的需求。不过 该方法的目标函数计算复杂度较高,因此进行大范 围 Tan 反演时计算量很大,未来在如何提高方法的计 算效率方面仍需进一步研究。

参考文献(References):

- Parasnis D S. Principles of Applied Geophysics [M]. Berlin: Springer Netherlands, 1979.
- [2] 管志宁. 我国磁法勘探的研究与进展[J]. 地球物理学报, 1997, 40(1): 299-307.
 Guan Z N. Research and development of magnetic law exploration in China[J]. Chinese Journal of Geophysics, 1997, 40(1): 299-307.
- [3] Blakely R J. Potential theory in gravity and magnetic applications
 [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1995.
- [4] 管志宁. 地磁场与磁力勘探[M]. 北京: 地质出版社, 2005.
 Guan Z N. Geomagnetic field and magnetic exploration [M]. Beijing: Geological Press, 2005.
- [5] 刘天佑. 磁法勘探[M]. 北京: 地质出版社, 2013.
 Liu T Y. Magnetic exploration [M]. Beijing: Geological Press, 2013.
- [6] Hinze P W J, Von Frese R R B, Saad A H. Gravity and magnetic exploration: principles, practices, and applications [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2013.
- [7] 塔费耶夫. 金属矿床的地球物理勘探文选[M]. 北京: 地质出版社. 1954.
 Tafeev. A geophysical exploration of metal deposits[M]. Beijing: Geological Publishing House. 1954.

- [8] 袁晓雨,姚长利,郑元满,等.强磁性体 ΔT 异常计算的误差分 析研究[J]. 地球物理学报, 2015, 58(12): 4756-4765.
 Yuan X Y, Yao C L, Zheng Y M, et al. Error analysis of ΔT anomaly calculation of ferromagnetic body[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2015, 58(12): 4756-4765.
- [9] 袁晓雨. 强磁异常 ΔT 的计算误差及高精度处理转换分析研究
 [D]. 中国地质大学(北京), 2016.
 Yuan X Y. Research on calculation error and high-precision processing conversion analysis of strong magnetic anomaly ΔT[D].
 China University of Geosciences (Beijing), 2016.
- Baranov W A. New method for interpretation of aeromagnetic maps: pseudo-gravimetric anomalies [J]. Geophysics, 1957, 22 (2): 359-383.
- [11] Bhattacharyya B K. Two-dimensional harmonic analysis as a tool for magnetic interpretation [J]. Geophysics, 1965, 30(5): 829-857.
- [12] 袁亚湘, 孙文瑜. 最优化理论与方法[M]. 北京:科学出版社, 1997.

Yuan Y X, Sun W Y. Optimization theory and method [M]. Beijing: Science Press, 1997.

- [13] Sun W, Yuan Y X. Optimization theory and methods [M]. New York: Springer US, 2006:175-200.
- [14] 姚姚. 地球物理反演[M]. 北京:中国地质大学出版社, 2002.
 Yao Y. Geophysical inversion [M]. Beijing: China University of Geosciences Press, 2002.
- [15] 王家映. 地球物理反演理论[M]. 北京:高等教育出版社, 2002.

Wang J Y, Geophysical inversion theory[M]. Beijing:Higher Education Press, 2002.

- [16] Avdeeva A, Avdeev D. A limited-memory quasi-Newton inversion for 1D magnetotellurics [J]. Geophysics, 2006, 71(5): G191-G196.
- [17] 张生强,刘春成,韩立国,等. 基于 L-BFCS 算法和同时激发 震源的频率多尺度全波形反演[J].吉林大学学报:地球科学版,2013,43(3):1004.
 Zhang S Q, Liu C C, Han L G, et al. Frequency multi-scale full waveform inversion based on L-BFGS algorithm and simultaneous excitation source[J]. Journal of Jilin University: Earth Science Edition, 2013,43(3):1004.
- [18] Broyden C G. The convergence of a class of double-rank minimization algorithms [J]. Journal of the Institute of Mathematics and Its Applications, 1970(6): 76-90.
- [19] Fletcher R. A new approach to variable metric algorithms [J]. Computer Journal, 1970, 13 (3): 317-322.
- [20] Goldfarb D. A family of variable metric updates derived by variational means[J]. Mathematics of Computation, 1970, 24 (109): 23-26.
- [21] Shanno D F. Conditioning of quasi-Newton methods for function minimization [J]. Mathematics of Computation, 1970, 24 (111): 647-656.
- [22] Zheng Y K, Wang Y, Chang X. Wave-equation traveltime inversion: comparison of three numerical optimization methods [J]. Computers & Geosciences, 2013, 60(10):88-97.

- [23] Fabien-Ouellet G, Gloaguen E, Giroux B. A stochastic L-BFGS approach for full-waveform inversion [J]. Seg Technical Program Expanded, 2017:1622 - 1627.
- [24] Dong C, Liu J N. On the limited memory BFGS method for large scale optimization [J]. Mathematicial Programming, 1989, 45(1-3); 503-528.
- [25] Nocedal J. Upgrading quasi-newton matrices with limited storage

[J]. Mathematics of Computation, 1980, 35(151): 773-782.

- [26] Nocedal J, Wright S J. Numerical optimization [M]. New York: Springer, 2006.
- [27] Pan W, Innanen K A, Liao W. Accelerating hessian-free gaussnewton full-waveform inversion via L-BFGS preconditioned conjugate-gradient algorithm [J]. Geophysics, 2017, 82(2): R49 – R64.

Method for accurately calculating magnetic anomaly component using ΔT based on L-BFGS inversion algorithm

ZHEN Hui-Xiang, YANG Yu-Shan, LI Yuan-Yuan, LIU Tian-You

(Institute of Geophysics and Geomatics, China University of Geosciences (Wuhan), Wuhan 430074, China)

Abstract: In the magnetic exploration theory, total-field anomaly ΔT is regarded as the component T_{ap} of the magnetic anomaly vector T_a on the main field (T_0) direction and thus constitutes the theoretical basis. However, there is an error in this approximation. Theoretical calculations and experiments have proved that this approximation error will increase rapidly as the T_a increases. When the magnetic anomaly T_a is much smaller than T_0 , the influence of the error is small and negligible. In the case of a strong magnetic anomaly, the error is large, and the processing interpretation accuracy of the ΔT anomaly is greatly affected. For high-precision magnetic exploration, ΔT must be converted to a magnetic anomaly component Tap for processing and interpretation. In this paper, the method of accurately calculating the magnetic anomaly component using T_{ap} based on the Limited-memory Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno (L-BFGS) algorithm is proposed. Firstly, the authors derived the forward formula for ΔT from Tap, and then constructed the objective function of Tap inversion by the difference function between ΔT and T_{ap} . L-BFGS algorithm was used to solve the Tap from ΔT . Model experiments show that the Tap calculated by this method is very close to the real value, which can reduce the error by two orders of magnitude. This method also yields good results in the presence of noise and background fields. The method was applied to the processing of ΔT magnetic survey data of the Yangshan iron mine in Fujian Province, and the results of processing and interpretation which are more consistent with the actual results were obtained.

Key words: magnetic anomaly; total-field anomaly ΔT ; magnetic anomaly component T_{ap} ; high-precision processing and interpretation; L-BFGS

(本文编辑:王萌)