

张凤旭,孟令顺,张凤琴等. 利用 Hilbert 变换计算重力归一化总梯度. 地球物理学报, 2005, 48(3): 704~709

Zhang F X, Meng L S, Zhang F Q, et al. Calculating normalized full gradient of gravity anomaly using Hilbert transform. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 2005, 48(3): 704~709

利用 Hilbert 变换计算重力归一化总梯度

张凤旭,孟令顺,张凤琴,刘 财,王世煜

吉林大学地球探测科学与技术学院, 长春 130026

摘 要 针对提高重力勘探正反演解释的分辨率问题, 提出利用 Hilbert 变换计算和研究重力归一化总梯度. 文中从理论上详细地证明了方法的可行性, 给出了适合计算机实现的计算方法. 为探讨该方法对油气藏的分辨能力, 在模型计算中, 分别利用 Fourier 级数法、Fourier 变换法和本文提出的 Hilbert 变换法计算模型的 G_H 场值, 发现当三度体储油球冠模型(模拟似三度贮油气藏背斜模型)油气藏部分(低密度体)厚度减小到低于球冠厚度的十分之一时, Fourier 级数及变换法不能分辨出低密度体所产生的异常, 而 Hilbert 变换法仍然可以清晰地识别, 这说明用 Hilbert 变换法计算的 G_H 场对异常识别的分辨率优于其他两种方法.

关键词 Hilbert 变换, 重力归一化总梯度, 三度体球冠, 分辨率

文章编号 0001-5733(2005)03-0704-06

中图分类号 P631

收稿日期 2004-05-24, 2005-01-28 收修定稿

Calculating normalized full gradient of gravity anomaly using Hilbert transform

ZHANG Feng-Xu, MENG Ling-Shun, ZHANG Feng-Qin, LIU Cai, WANG Shi-Yu

Geor Exploration Science and Technology Institute, Jilin University, Changchun 130026, China

Abstract We propose a method of calculating normalized full gradient of gravity anomalies using Hilbert transform in order to improve the resolution of geophysical data processing. We prove the feasibility of the method in theory and illustrate the calculating way that can be performed in computer. We calculate the G_H field value of a model using methods of Fourier series, Fourier transform and Hilbert transform respectively and discuss the resolution for oil-bearing structures with the methods. The result indicates that the methods of Fourier series and Fourier transform cannot distinguish the anomaly of the low-density body but the method of Hilbert transform can fairly do when the thickness of the oil storage part (low-density body) of 3-D sphere-coronal (approximate model of 3-D oil storage anticline) is lower than one tenth of it of sphere-coronal. It demonstrates that the resolution of discerning anomaly in computing the G_H field value using Hilbert transform is much better than that of other two methods.

Key words Hilbert transform, Normalized full gradient of gravity anomalies, 3-D sphere-coronal, Resolution

基金项目 国土资源部国家油气专项资助(XQ-2004-07-05).

作者简介 张凤旭,男,1969年生,讲师,1995年毕业于长春地质学院应用地球物理专业,现在吉林大学地球探测科学与技术学院攻读博士学位,主要从事固体地球物理学研究. E-mail: zhangfx@email.jlu.edu.cn

1 引言

近 30 年来, Hilbert 变换在重磁异常正反演解释中的应用获得了较大的发展. Nabighian^[1]最早借助于 Hilbert 变换由磁场的水平分量(垂直分量)求取垂直分量(水平分量), Stanley et al.^[2,3]提出一种以磁场水平和垂直梯度为基础的解釋方法, Mohan et al. 和 Sundararajan et al.^[4,5]把 Hilbert 变换用于位场定量解释中, Sundararajan et al.^[6]利用改进的 Hilbert 变换研究了关于自然电位解释理论中场源定位问题. Hilbert 变换具有可利用位场资料的全部信息以及受背景场影响较小等特点, 因此可以提高物探资料数据处理的精度. 重力归一化总梯度法(G_H 法)^[7]是一种利用在较高精度下测量重力异常来确定场源、断裂位置及密度分界面的方法, 可以用于寻找贮油气藏的构造. 目前, 计算 G_H 场方法主要有 Fourier 级数法^[8-12]和 Fourier 变换法^[13]. 本文根据 Hilbert 变换的特点, 研究重力归一化总梯度特征, 以提高资料处理中的解释精度. 在前人工作的基础上, 提出用 Hilbert 变换计算重力归一化总梯度(本文称 Hilbert 变换法), 同时在同一计算环境下, 分别利用三种方法编制计算程序, 研究三种方法计算的 G_H 场识别异常的分辨率问题.

2 实连续信号 Hilbert 变换的通式

2.1 Hilbert 变换的特性

给定一实连续信号 $f(t)$, 其 Hilbert 变换定义为

$$f(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(\tau)}{t - \tau} d\tau = f(t) * \frac{1}{t}, \quad (1)$$

其中 t 为时间域(空间域)变量, τ 的意义同 t ; $*$ 为褶积运算, $f(t)$ 可以看成是 $f(t)$ 通过一个滤波器的输出, 该滤波器的单位冲击响应 $h(t) = 1/t$.

由 Fourier 变换的理论可知, $i h(t) = i/t$ 的 Fourier 变换是符号函数 $\text{sgn}(\omega)$ (ω 为角频率), 因此 Hilbert 变换的频率响应

$$H(\omega) = -i \text{sgn}(\omega) = \begin{cases} -i & \omega > 0, \\ i & \omega < 0, \end{cases} \quad (2)$$

如果记 $H(\omega) = H(\omega) \exp[i\phi(\omega)]$, 那么

$$\begin{cases} |H(\omega)| = 1, \\ \phi(\omega) = \begin{cases} -\pi/2 & \omega > 0, \\ \pi/2 & \omega < 0. \end{cases} \end{cases} \quad (3)$$

以上分析说明, Hilbert 变换是幅频特性为 1 的

全通滤波, 信号通过变换后, 频率成分做 90° 相移, 而频谱的幅度不发生变化.

2.2 实连续信号 Hilbert 变换的通式

利用前面 Hilbert 变换公式和性质以及 Fourier 变换公式和性质, Thomas^[14]推导出实连续信号第一类 Hilbert 变换通式,

$$f_1(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [\text{Im} F(\omega) \cos(\omega x) - \text{Re} F(\omega) \sin(\omega x)] d\omega. \quad (4)$$

Mohan et al.^[4]为研究场源精确定位问题, 定义了改进的 Hilbert 变换通式(本文称第二类 Hilbert 变换)

$$f_2(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [\text{Im} F(\omega) \cos \omega x + \text{Re} F(\omega) \sin \omega x] d\omega, \quad (5)$$

其中 $\text{Re} F(\omega)$ 和 $\text{Im} F(\omega)$ 表示 $f(x)$ Fourier 变换的实部和虚部.

公式(4)服从 Hilbert 变换幅频特性, 即通过变换后, 信号频率成分做 90° 相移, 而频谱的幅度不发生变化. 公式(5)在公式(4)的基础上, 相位继续相移, 振幅依然保持不变.

3 理论证明

别列兹金重力归一化总梯度表达式为^[7]

$$G_H(x, z) = \frac{\sqrt{V_{xx}^2(x, z) + V_{zz}^2(x, z)}}{M} \frac{1}{M} \int_{-M/2}^{M/2} \sqrt{V_{xx}^2(x, z) + V_{zz}^2(x, z)} dx, \quad (6)$$

式中 $x = m dx$, dx 为采样间隔, $m = -M/2, -M/2 + 1, \dots, -1, 0, 1, \dots, M/2 - 1, M$ 为 x 方向采样点数, z 为向下延拓的计算深度, $G_H(x, z)$ 为深度 z 归一化总梯度值, V_{xx} 、 V_{zz} 为重力 g 对 x 、 z 的偏导数. (6) 式表明, 只要求出重力位二阶导数 V_{xx} 、 V_{zz} , 就能求出重力归一化总梯度场值.

下面证明用 Hilbert 变换计算重力归一化总梯度的可行性.

设 $V_{xx}(x, z)$ 和 $V_{zz}(x, z)$ 为实连续信号, $V_{xx}(\omega, z)$ 、 $V_{zz}(\omega, z)$ 为 $V_{xx}(x, z)$ 和 $V_{zz}(x, z)$ 的频谱, 由第二类 Hilbert 变换(5)式可得

$$v_{xx}(x, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [\text{Im} V_{xx}(\omega, z) \cos(\omega x) + \text{Re} V_{xx}(\omega, z) \sin(\omega x)] d\omega, \quad (7)$$

$$v_{zz}(x, z) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [\text{Im} V_{zz}(\omega, z) \cos(\omega x) + \text{Re} V_{zz}(\omega, z) \sin(\omega x)] d\omega, \quad (8)$$

根据实函数 Fourier 变换的奇偶性质, $V_{xz}(x, z)$ 和 $V_{zz}(x, z)$ 的 Fourier 反变换形式可以写成

$$V_{xz}(x, z) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} [\text{Re} V_{xz}(k_0, z) \cos(k_0 x) - \text{Im} V_{xz}(k_0, z) \sin(k_0 x)] dk_0, \quad (9)$$

$$V_{zz}(x, z) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} [\text{Re} V_{zz}(k_0, z) \cos(k_0 x) - \text{Im} V_{zz}(k_0, z) \sin(k_0 x)] dk_0, \quad (10)$$

由位场谱二阶导数关系 $V_{xz}(k_0) = i V_{zz}(k_0)$ 得到

$$\begin{aligned} \text{Re} V_{xz}(k_0) &= \text{Im} V_{zz}(k_0), \\ \text{Im} V_{xz}(k_0) &= -\text{Re} V_{zz}(k_0), \end{aligned}$$

把上述关系带入(7)、(9)式得

$$V_{xz}(x, z) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} [-\text{Re} V_{zz}(k_0, z) \cos(k_0 x) + \text{Im} V_{zz}(k_0, z) \sin(k_0 x)] dk_0, \quad (11)$$

$$V_{zz}(x, z) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} [\text{Im} V_{zz}(k_0, z) \cos(k_0 x) + \text{Re} V_{zz}(k_0, z) \sin(k_0 x)] dk_0. \quad (12)$$

对比(8)、(10)、(11)和(12)式得到 $V_{xz}(x, z) = V_{xz}(x, z)$, $V_{xz}(x, z) = -V_{zz}(x, z)$, 将其代入(6)式得到利用 Hilbert 变换求取重力归一化总梯度的公式

$$G_H(x, z) = \frac{1}{M} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{V_{xz}^2(x, z) + V_{zz}^2(x, z)}}{\sqrt{V_{xz}^2(x, z) + V_{zz}^2(x, z)}} dk_0. \quad (13)$$

以上为利用第二类 Hilbert 变换求重力归一化总梯度的证明和推导过程. 同样利用第一类 Hilbert 变换也可以求出重力归一化总梯度场值(证明和推导过程略). 公式(13)同时也说明了在采用 Hilbert 变换计算重力归一化总梯度时, 只需求正变换, 无需反变换.

4 计算方法

4.1 适合计算机实现的数学计算方法

式(13)表明, 若求重力归一化总梯度, 只需求重力位二阶导数的 Hilbert 变换 $V_{xz}(x, z)$ 、 $V_{zz}(x, z)$ 即可.

设 $g(k_0, 0)$ 为观测面一条测线重力异常 $g(x, 0)$ 的频谱, 其频谱可以表示为离散 Fourier 变换的实部和虚部形式, 即

$$\begin{aligned} g(k_0, 0) &= \int_{-\infty}^{\infty} g(x, 0) \exp(-i k_0 x) dx \\ &= \text{Re} g(k_0, 0) - i \text{Im} g(k_0, 0). \end{aligned} \quad (14)$$

利用 Fourier 变换的微分性质和位场转换理论

可以得到重力位二阶导数的频谱,

$$V_{xz}(k_0, z) = i 2 \exp(2 z k_0) g(k_0, 0), \quad (15)$$

$$V_{zz}(k_0, z) = 2 \exp(2 z k_0) g(k_0, 0). \quad (16)$$

将(14)分别代入(15)、(16)式可得重力位二阶导数频谱的虚部和实部,

$$\text{Im} V_{xz}(k_0, z) = -2 \exp(2 z k_0) \text{Re} g(k_0, 0),$$

$$\text{Re} V_{xz}(k_0, z) = 2 \exp(2 z k_0) \text{Im} g(k_0, 0),$$

$$\text{Im} V_{zz}(k_0, z) = 2 \exp(2 z k_0) \text{Im} g(k_0, 0),$$

$$\text{Re} V_{zz}(k_0, z) = 2 \exp(2 z k_0) \text{Re} g(k_0, 0),$$

把上面的关系式代入(7)、(8)式可得

$$V_{xz}(x, z) = 2 \int_0^{\infty} \exp(2 z k_0) [-\text{Re} g(k_0, 0) \cos(k_0 x) + \text{Im} g(k_0, 0) \sin(k_0 x)] dk_0, \quad (17)$$

$$V_{zz}(x, z) = 2 \int_0^{\infty} \exp(2 z k_0) [\text{Im} g(k_0, 0) \cos(k_0 x) + \text{Re} g(k_0, 0) \sin(k_0 x)] dk_0, \quad (18)$$

将上面连续 Hilbert 变换离散化(DHT)得到

$$\begin{aligned} V_{xz}(l, x, z) &= 2 \sum_{k=0}^{K/2-1} \exp(2 z k_0) \\ &\quad \times [-\text{Re} g(k_0, 0) \cos(k_0 l x) + \text{Im} g(k_0, 0) \sin(k_0 l x)], \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} V_{zz}(l, x, z) &= 2 \sum_{k=0}^{K/2-1} \exp(2 z k_0) \\ &\quad \times [\text{Im} g(k_0, 0) \cos(k_0 l x) + \text{Re} g(k_0, 0) \sin(k_0 l x)], \end{aligned} \quad (20)$$

式中 $k_0 = 2\pi/K x$, K 为采样点数, x 为测点距, $l = 0, 1, 2, \dots, K-1$, 重力异常谱的实部和虚部 $\text{Re} g(k_0, 0)$ 、 $\text{Im} g(k_0, 0)$ 可以通过 FFT 获得.

把(19)和(20)式代入到(13)式就可以得到重力归一化总梯度场值.

4.2 ‘组合滤波’的引入

在重力资料实测值中往往带有观测误差及浅部干扰的影响, 这些影响在向下延拓和导数换算过程中都会得到不同程度的放大, 同时由于测线端部场的间断将引起 G_H 场出现虚假异常.

通过大量的模型实验和数据分析, 同时充分考虑向下延拓和导数换算过程中对干扰的不同放大程度的影响, 在向下延拓和导数换算响应因子中分别引入圆滑滤波因子, 将其直接放到波数域滤波算子中, 不对计算的异常进行圆滑. 此为计算重力归一化总梯度的‘组合滤波法’.

组合滤波法仍然采用别列兹金提出的圆滑滤波因子, 但引入的过程分两个步骤进行, 令向下延拓圆

滑因子为

$$q_n = [\sin(k/N)/(k/N)]^n,$$

导数计算圆滑因子为

$$q_m = [\sin(k/N)/(k/N)]^m,$$

式中 N 为谐波数(谐波总项数); $n, m = 0, 1, 2, 3, \dots$; 本文的模型计算取 $n = 2, m = 2; k = 1, 2, 3, \dots, (N - 1)/2$; 当 $k = 0$ 时, 取 $q_n = 1, q_m = 1$.

将两个圆滑因子分别代入(15)和(16)式, 并对其实施 Hilbert 变换, 最后整理为

$$\begin{aligned} V_{xz}(l, x, z) = & 2 \sum_{k=0}^{k/2-1} k_0 q_m \exp(2zk_0 q_n) \\ & \times [-\operatorname{Re} g(k_0, 0) \cos(k_0 l x) \\ & + \operatorname{Im} g(k_0, 0) \sin(k_0 l x)], \quad (21) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} V_{zz}(l, x, z) = & 2 \sum_{k=0}^{k/2-1} k_0 q_m \exp(2zk_0 q_n) \\ & \times [\operatorname{Im} g(k_0, 0) \cos(k_0 l x) \\ & + \operatorname{Re} g(k_0, 0) \sin(k_0 l x)], \quad (22) \end{aligned}$$

把(21)及(22)式代入到(13)式就得到了经过圆滑处理的 G_H 场值计算方法。

5 模型实验及分辨率对比分析

不含油气的背斜可视为均匀密度体, 其 G_H 场中只有一个极大值, 也就是只存在一个奇点; 顶部含油气的背斜是非均匀密度体, 它的顶部有密度亏损, 由它引起的 G_H 场中有两个极大值, 即背斜两侧各存在一个奇点, 两者间有一个在油气藏内的相对极小值, 即“两高夹一低”。如果探测区是已知含油气区, 此低密度体就可能是油气藏的反应^[10]。因此可以把 G_H 场中“两高夹一低”的特征作为探测油气藏的解释标志。

为了探讨利用 Hilbert 变换研究 G_H 场的有效性及其对异常的分辨能力, 利用 Fourier 级数法、Fourier 变换法和 Hilbert 变换法三种方法计算 G_H 场值, 进行对比分析。其中, Fourier 变换法和 Hilbert 变换法使用的圆滑滤波方法均为前文所提的组合滤波法, 而且用三种方法计算 G_H 场值进行对比分析时, 谐波数 N 的选取均为反映油气藏的解释标志的最佳效果取值。

采用非均匀密度的三度体球冠模型近似表示三度背斜型油气藏。计算重力异常的三度体球冠模型(截取球冠的球体半径为 2.5km)的不变参数见图 1。 h_1 和 h_2 分别为模型的贮油气藏厚度及底层厚度,

它们为可变参数, 在计算中, 通过逐渐减小模型的贮油气藏厚度 h_1 (h_1 与 h_2 的和不变), 研究三种方法计算的 G_H 场等值线变化特征, 从而实现三种方法的分辨率对比分析。

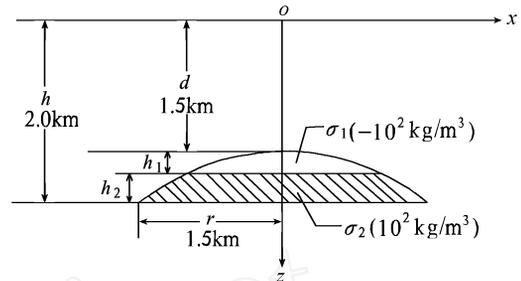


图 1 计算 G_H 场的三度体球冠断面图

Fig. 1 Cross section of 3-D sphere-crown of calculating G_H field

计算图 2 中的三度体模型不变参数均在图 1 中给定, 等值线距两侧存在的非等距等值线值见图中标注。

当计算的三度体储油球冠厚度 ($h_1 = 0.2\text{km}$, 其余地质参数不变) 较大时, 三种方法计算的 G_H 场在图 2A 中均明显表现出“两高夹一低”的典型标志。图(a1)中奇点特征值分别为: ‘两高’极大值 5.4, ‘一低’相对极小值 1.6, 它们的差为 3.8; 图(a2)中对应的特征值分别为 6.7 和 1.4, 差为 5.3; 图(a3)中分别为 8.6 和 1.3, 差为 7.3。三种方法所获得的 G_H 场奇点中, Hilbert 变换法计算的奇点极大值最大, Fourier 变换法的其次, Fourier 级数法的最小, Hilbert 变换法计算的比 Fourier 级数法大 3.2; 在双侧极大值中心的相对极小值表现的特征恰好和极大值相反, Hilbert 变换法的最小; 而且极大值与相对极小值的差值仍然是 Hilbert 变换法的最大, Fourier 级数法的最小。由此可见, 与其他两种方法相比, Hilbert 变换法计算的 G_H 场中, 双峰异常(“两高夹一低”)表现趋势最明显, 说明 Hilbert 变换法有更高的分辨率。

在计算中还发现, 当 N 在图中给定的值上下浮动较大幅度(甚至超过 15)时, 三种方法计算的 G_H 场中“两高夹一低”的标志都很明显。

图 2B 中奇点极大值、相对极小值以及它们的差值分别为: 图(b1)为 5.8、1.3、4.5, 图(b2)为 6.8、1.2、5.6, 图(b3)为 8.7、1.0、7.7, 其变化规律和图 A 相似。对比分析图 A 和 B, 图 B 中“两高夹一低”标志没有图 2A 中的表现明显, 这和低密度体厚度减小有关。但通过分析图 A、B 的 G_H 场奇点极大值、相对极小值和它们的差值, 并充分考虑三种方法获得的

G_H 场等值线特征,更明显地看出,利用 Fourier 变换计算 G_H 的方法分辨率优于 Fourier 级数法, Hilbert 变换法的分辨率最高,它明显优于前两种方法. 但和 A 相比能够得到明显的“两高夹一低”标志的谐波数

N 的取值变化范围缩小,三种方法的变化范围分别为: Fourier 级数法 44 ~ 52, Fourier 变换法 58 ~ 74, Hilbert 变换法 44 ~ 69.

图2C中奇点极大值的变化规律和前面相关叙

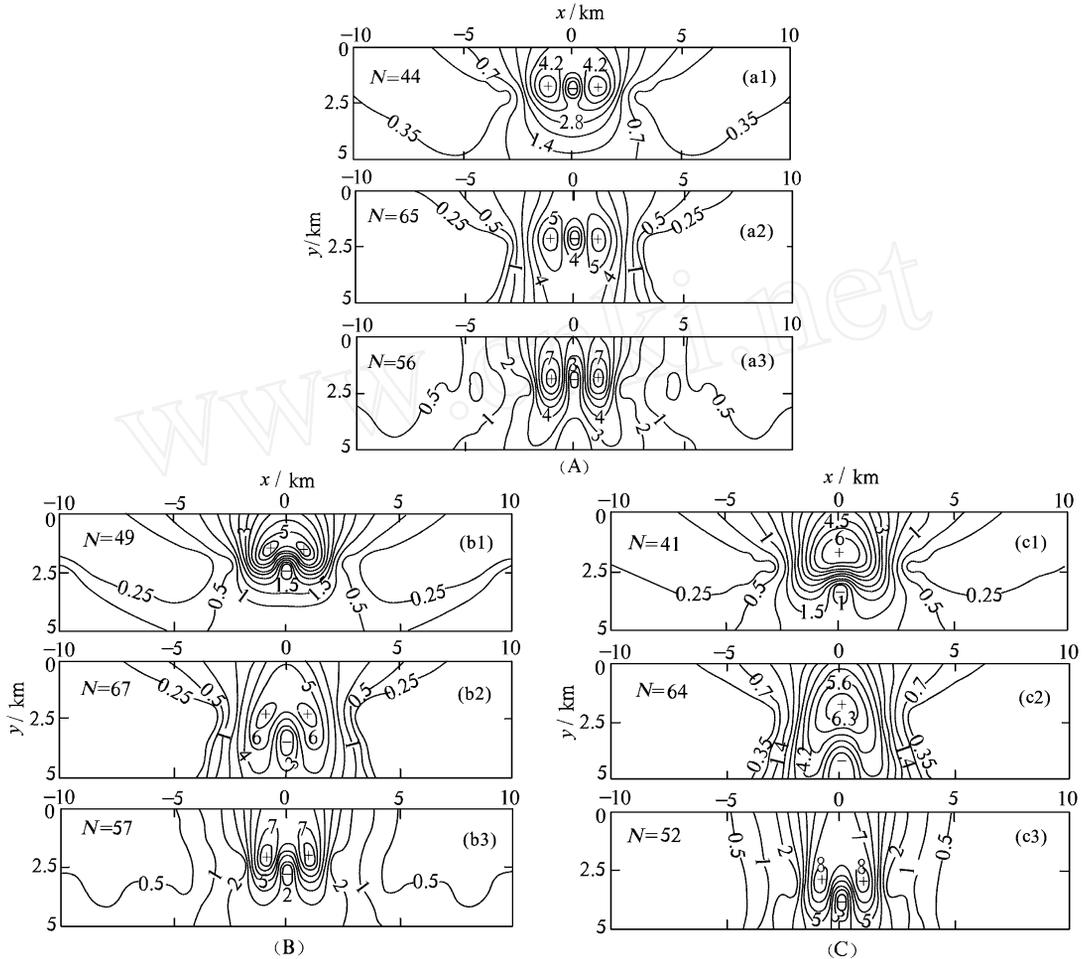


图 2 三种方法计算的 G_H 场等值线特征图

- (A) 模型参数 $h_1 = 0.2\text{km}, h_2 = 0.3\text{km}$. (a1) Fourier 级数法 (等值线距 0.7, 单位: 无量纲 (下同)); (a2) Fourier 变换法 (等值线距 1); (a3) Hilbert 变换法 (等值线距 1). (B) 模型参数 $h_1 = 0.1\text{km}, h_2 = 0.4\text{km}$. (b1) Fourier 级数法 (等值线距 0.5); (b2) Fourier 变换法 (等值线距 1); (b3) Hilbert 变换法 (等值线距 1). (C) 模型参数 $h_1 = 0.05\text{km}, h_2 = 0.45\text{km}$. (c1) Fourier 级数法 (等值线距 0.5); (c2) Fourier 变换法 (等值线距 1); (c3) Hilbert 变换法 (等值线距 1).

Fig. 2 Contours of G_H field calculated by three methods

- (A) Model parameters $h_1 = 0.2\text{km}, h_2 = 0.3\text{km}$. (a1) Fourier series (interval is 0.7, dimensionless); (a2) Fourier transform (interval is 1); (a3) Hilbert transform (interval is 1); (B) Model parameters $h_1 = 0.1\text{km}, h_2 = 0.4\text{km}$; (b1) Fourier series (interval is 0.5); (b2) Fourier transform (interval is 1); (b3) Hilbert transform (interval is 1); (C) Model parameters $h_1 = 0.05\text{km}, h_2 = 0.45\text{km}$; (c1) Fourier series (interval is 0.5); (c2) Fourier transform (interval is 1); (c3) Hilbert transform (interval is 1).

述相似. 但和图 2A、B 相比, 图 (c1) 和 (c2) 只存在一个极大值和一个相对极小值, 这说明, 当油气藏厚度减小到一定值时, Fourier 级数法和 Fourier 变换法已经不能识别“两高夹一低”标志. 大量模型实验证实, 当三度体储油球冠油气藏部分 (低密度体) 厚度减小到低于球冠总厚度的十分之一时, 若采用 Fourier 级

数法和 Fourier 变换法计算, 则无论 N 取何值都得不到能充分识别“两高夹一低”标志的 G_H 场特征图 (图 c1、c2 为最佳效果图), 而图 (c3) 在 N 取 40 ~ 59 之间仍然可识别“两高夹一低”标志. 这进一步证实用 Hilbert 变换法计算的 G_H 场, 其分辨油气藏的能力明显高于其他两种方法.

综上所述可知在所选用的模型计算中,随着油气藏厚度的减小,可识别“两高夹一低”标志的谐波数 N 的取值变化范围逐渐缩小,奇点极大值和相对极小值的位置相对下移;无论贮油气藏厚度取何值,三种方法计算的 G_H 奇点极大值以及极大值与相对极小值的差值大小顺序始终不变,即 Hilbert 变换法、Fourier 变换法、Fourier 级数法;三种方法计算的 G_H 的分辨率高低顺序为 Hilbert 变换法、Fourier 变换法、Fourier 级数法。

6 结 论

用 Hilbert 变换计算重力归一化总梯度具有自身独特的优越性。本文利用 Hilbert 变换的幅频特性以及 Fourier 变换的性质,在理论和数值上实现了对该法的研究。

在理论方面,文中认为二阶导数的计算精度是影响 G_H 场分辨率的重要因素,Hilbert 变换计算的 G_H 场的分辨率优于其他方法主要有三个方面的原因:(1) Fourier 级数法计算的二阶导数与谐波总项数 N 取值有关系, N 为小于计算剖面测线点数的有限项数,这限制了二阶导数的计算精度;(2) Fourier 变换法和 Hilbert 变换法采用的滤波方式与 Fourier 级数法不同,前两者把圆滑滤波因子直接放到波数域滤波算子中,后者是对计算的异常进行圆滑,而且谐波数 N 的意义也是不一样的,它和剖面测线点数无关,只起到滤波作用;(3) 与 Fourier 变换法相比,Hilbert 变换是全通滤波,该法避免了大量的复数运算,而且不需要逆变换,因此能够提高计算精度。

在数值计算中,把离散 Fourier 变换的实部和虚部分离开,较大程度地避免了复数运算,提高了 G_H 法的分辨率。而且“组合滤波法”的引入提高了计算的稳定性。

模型实验和分辨率对比分析证实了用 Hilbert 变换研究重力归一化总梯度优于以往提出的方法。方法的提出为深入研究地下地质构造及寻找油气藏(尤其是小型油气田)提供了理论依据。

参考文献 (References)

[1] Nabighian Misac N. The analytic signal of two-dimensional magnetic bodies with polygonal cross-section: its properties and use for automated anomaly interpretation. *Geophysics*, 1972, **37**: 507 ~ 512

[2] Stanley J M, Green R. Gravity gradients and the interpretation of the truncated plate. *Geophysics*, 1976, **41**: 1270 ~ 1276

[3] Stanley J M. Simplified gravity interpretation by gradients——The geological contact. *Geophysics*, 1977, **42**: 1230 ~ 1235

[4] Mohan N L, Sundararajan N, Seshagiri Rao S V. Interpretation of some 2-D magnetic bodies using Hilbert transform. *Geophysics*, 1982, **47**: 376 ~ 387

[5] Sundararajan N, Mohan N L, Seshagiri Rao S V. Gravity interpretation of two dimensional fault structures using Hilbert transform. *J Geophys*, 1983, **53**: 34 ~ 41

[6] Sundararajan N, Srinivas Y. A modified Hilbert transform and its Application to self potential interpretation. *Journal of applied Geophysics*, 1996, **36**: 137 ~ 143

[7] 别列兹金. 物探数据的总梯度解释法. 陆克,刘文锦,焦恩富译. 北京:地质出版社,1994

. Interpretation method of normalized full gradient to geophysical data. Lu K, Liu W J, Jiao E F (translator). Beijing: Geological Publishing House, 1994

[8] 杨 辉,王家林,王小牧等. 重力异常视深度滤波及应用. 地球物理学报,1995,42(3): 416 ~ 421

Yang H, Wang J L, Wang X M, et al. Apparent depth filter for gravity anomalies and a case study. *Chinese J. Geophys.* (in Chinese), 1995, **42**(3): 416 ~ 421

[9] 肖一鸣,张林祥. 重力归一化总梯度法在寻找油气中的应用. 石油地球物理勘探,1984,19(3):247 ~ 254

Xiao YM, Zhang L X. The application of total gradient of gravity in funding oil-gas. *Oil Geophysical Prospecting* (in Chinese), 1984, **19**(3): 247 ~ 254

[10] 王家林,王一新,万明浩等. 用重力归一化总梯度法确定密度界面. 石油地球物理勘探,1987,22(6): 684 ~ 692

Wang J L, Wang Y X, Wan M H, et al. The determination of density interface using the normalized total gravity gradient method. *Oil Geophysical Prospecting* (in Chinese), 1987, **22**(6): 684 ~ 692

[11] 曾华霖,李小孟,姚长利等. 改进的重力归一化总梯度法及其在胜利油区油气藏探测中的应用效果. 石油勘探与开发, 1999, 26(6): 1 ~ 6

Zeng HL, Li X M, Yao CL, et al. The modified normalized full gradient of gravity anomalies and its application to Shengli oil-field, east China. *Petroleum Exploration and Development* (in Chinese), 1999, **26**(6): 1 ~ 6

[12] 孟 平,秦 瞳,吴云海. 关于归一化总梯度异常多解性问题的研究. 石油物探,2003,42(2): 252 ~ 255

Meng P, Qin T, Wu Y H. Study of nonuniqueness of the solution to normalized total gradient method. *Geophysical Prospecting for Petroleum* (in Chinese), 2003, **42**(2): 252 ~ 255

[13] 吴文鹏,管志宁. 三度体重力归一化总梯度的计算方法. 物化探计算技术,1996,18(1): 47 ~ 66

Wu W L, Guan Z N. Algorithm of normalized total gradient of three dimensional body of gravity. *Computing Techniques for Geophysical and Geochemical Exploration* (in Chinese), 1996, **18**(1): 47 ~ 66

[14] Thomas J B. An Introduction to Statistical Communication Theory. New York: John Wiley and Sons, Inc. 1969