

流变介质中无限平面滑动产生的长周期地震波及形变波的传播特性和时空分布

张克理

(国家地震局分析预报中心)

冯德益

(天津市地震局)

摘 要

本文在文献[1]的基础上,对流变介质中无限平面滑动产生的长周期地震波及形变波的传播特性和三种源位移模型在两个特殊频段的合成波时空分布进行了研究。另外还探讨了上述合成波形随其他参数的变化规律。所得结果可用于分析某些短期和临震地震前兆及慢地震等。

一、前 言

近年来,一些地震工作者曾发现,在某些中强震后,有的地区存在着前兆但无地震的现象,某些记录长周期变化的前兆手段在地震前也记录到一些短临异常变化。文献[1]以地壳流变介质模型为基础,对长周期地震波及形变波的传播特性进行了理论研究,借以探讨上述现象的物理实质。本文的任务在于把文献[1]的研究工作具体化,并根据已知的理论特性和近年来掌握的一些短临前兆的周期范围,对不同源位移模型在某些特定频段的合成波形及其随时空等参数的变化规律进行数值计算。

二、流变介质中无限平面滑动产生的波的基本方程、 定解条件及其时空域解

图1绘出了无限平面滑动的物理图象,它在流变介质中相应的位移方程、定解条件和时



图1 无限平面滑动示意图

Fig.1 Sliding sketch of indefinite plane

空域解为

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{1}{T_{12}}\right)\mu \frac{\partial^2 U_y}{\partial X^2} = \rho_0 \frac{\partial^3 U_y}{\partial t^3} - \frac{\rho_0}{T} \frac{\partial^2 U_y}{\partial t^2} \quad (1)$$

$$U_y(0, t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ f(t) & t \geq 0 \end{cases}$$

$$U_y(x, t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iW(t-\frac{x}{b})} e^{-\beta x} F(W) dW \quad (2)$$

其中

$$F(W) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-iWt} dt \quad (3)$$

$$b = b_0 \sqrt{2|W|T_c(\sqrt{b_0^4 W^2 T_c^2/b_c^4 + 1} - b_0|W|T_c/b_c^2)} \quad (4)$$

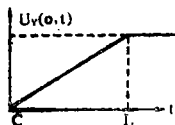
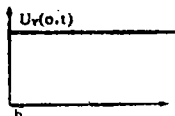
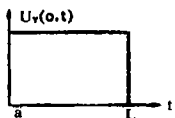
$$\beta = \frac{1}{b_0} \sqrt{\frac{|W|(\sqrt{b_0^4 W^2 T_c^2/b_c^4 + 1} - b_0|W|T_c/b_c^2)}{2T_c}} \quad (5)$$

$$b_c = b_0 \sqrt{\frac{T(T_{12}^2 W^2 + 1)}{T_{12}(TT_{12}W^2 - 1)}} \quad (6)$$

$$T_c = \frac{T(T_{12}^2 W^2 + 1)}{T_{12}(T_{12} + T)W^2} \quad (7)$$

$F(W)$ 是源位移函数 $f(t)$ 的谱函数, b 是长周期形变波波速, β 是长周期形变波吸收系数, b_0 是弹性横波速度, $\frac{1}{T} = \frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} + \frac{2}{T_{12}}$, T_1 是比格尔斯模型中麦克斯韦体的弛豫时间, T_2 是凯文体的粘性系数与麦克斯韦体中的刚度系数之比, T_{12} 是凯尔文体的弛豫时间。

当 $|W|T_{12} \gg 1$, $T_{12} \gg T$ 时, $b_c \approx b_0$, $T_c \approx T_0$, 因此 (4)、(5) 两式可进一步简化为



$$b = b_0 \sqrt{2|W|T_c(\sqrt{T_c^2 W^2 + 1} - T_0|W|)} \quad (8)$$

$$\beta = \frac{1}{b_0} \sqrt{\frac{|W|(\sqrt{T_c^2 W^2 + 1} - T_0|W|)}{2T_0}} \quad (9)$$

从 (2) 式可知, $f(t)$ 不同, 时空域位移解也不同。为了研究震前断层预滑产生的长周期地震波及形变波的时空分布特性, 我们用矩形函数和阶梯函数模拟震源位移过程, 用斜坡函数模拟震前断层预滑的位移过程。与其相应的位移波, 我们分别称之为长周期地震波和长周期形变波。上述三种函数的图形见图 2。

图中 D 代表位移量, L 代表位移持续时间。三种源位移函数的数学表达式及其相应的谱函数为

图 2 三种源位移函数示意图
a. 矩形函数 b. 阶梯函数 c. 斜坡函数
Fig. 2 Sketch of several displacement functions for source

1. 矩形函数

$$f(t) = DP_{L/2} \left(t - \frac{L}{2} \right)$$

$$P_{L/2} \left(t - \frac{L}{2} \right) = \begin{cases} 1 & 0 \leq t \leq L \\ 0 & 0 > t > L \end{cases} \quad (10)$$

$$F(w) = \frac{2D \sin(wL/2)}{w} e^{-i w L/2} \quad (11)$$

2. 阶梯函数

$$f(t) = D \cdot \frac{1}{2} (1 + \text{SGN}t) \quad \text{式中SGN是符号函数} \quad (12)$$

$$F(w) = D[\pi \delta(w) - \frac{i}{w}] \quad (13)$$

3. 斜坡函数

$$f(t) = \int_0^L \frac{Df(\xi)}{D\xi} \cdot U(t-\tau) D\xi = \frac{D}{L} \int_0^L P_{L/2} \left(\xi - \frac{L}{2} \right) \cdot U(t-\xi) d\xi, \quad \text{式中} U(t) \text{是阶梯函数}$$

$$F(w) = \frac{2D \sin(wL/2)}{wL} e^{-i w L/2} [\pi \delta(w) - \frac{i}{w}] \quad (15)$$

把(11)、(13)、(15)式分别代入(2)式, 根据被积函数的奇偶性, 把最先到达观察点的波的到时作为新时间坐标起点, 可以得到与上述三种源位移函数相应的时空域位移解

$$U_r(x, t') = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{w} e^{-i w x} \text{SiN}[w \left(-\frac{X}{b} - t' - \frac{X}{b'} \right)] dw \quad (16)$$

$$U_r(X, t') = \frac{D}{2} - \frac{D}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{w} e^{-i w X} \text{SiN}[w \left(\frac{X}{b} - t' - \frac{X}{b'} \right)] dw \quad (17)$$

$$U_r(x, t') = \frac{D}{2} - \frac{D}{\pi} \int_0^\infty \frac{2 \text{SiN}^2(WL/2)}{W^2 L} e^{-i w x} \text{Cos}[w \left(\frac{X}{b} - t' - \frac{X}{b'} \right)] dw \\ - \frac{D}{\pi} \int_0^\infty \frac{\text{SiN}(WL)}{W^2 L} e^{-i w x} \text{SiN}[w \left(\frac{X}{b} - t' - \frac{X}{b'} \right)] dw \quad (18)$$

其中 b' 是最先到达观察点的地震波和形变波速, t' 是以最先到达观察点的地震波及形变波的到时为起点的新时间坐标。

三、流变介质中无限平面滑动产生的长周期地震波及形变波的传播特性及其时空分布

如果对(16)、(17)、(18)式在零到截止频率间进行数值积分, 所得图形将和源位移函数图形相同。要探讨上述三式在特定频段的合成波形及空间分布, 首先必须知道哪些频

段最有理论和现实意义。为此研究一下长周期地震波及形变波的传播特性是非常必要的。现将初步计算结果绘图如下:

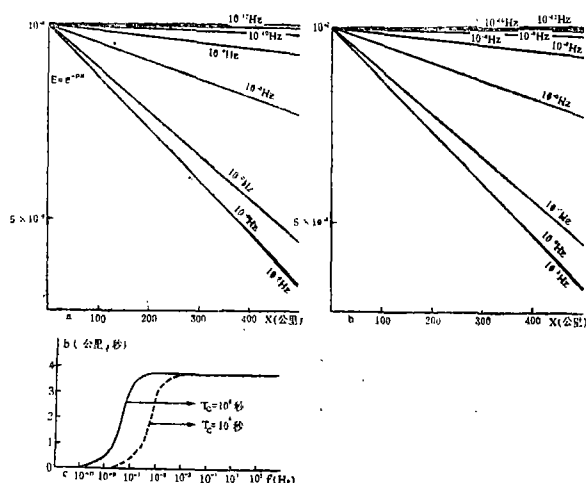


图3 长周期地震波及形变波的传播特性曲线

a. $T_c = 10^6$ 秒 b. $T_c = 10^4$ 秒 c. $T_c = 10^2$ 秒

Fig. 3 propagation characteristics of long-period seismic and deformation waves

1.从图3a不难看出,波的频率越高,单位距离内的衰减越大,当频率小于 $10^{-6}/T_c$ 赫兹时,波在几百公里范围内几乎无衰减;频率大于 $1/T_c$ 赫兹时各种频率的波在几百公里范围内单位距离的衰减量基本相等,频率在 $10^{-6}/T_c$ 至 $1/T_c$ 赫兹之间时,各种频率的波在单位距离内的衰减差异较大(图3b也呈现大体相同的规律)。

2.各种频率的波随距离成线性衰减。

3.从图3b可见, T_c 越小,波在单位距离上的衰减越大。

4.图3c表明,频率小于 $10^{-6}/T_c$ 赫兹时,波速趋于零;频率大于 $1/T_c$ 时,波速趋于弹性波横波速度;频率介于 $10^{-6}/T_c$ 和 $1/T_c$ 赫兹之间时,频散现象严重。

由以上规律可见,长周期地震波和形变波的传播特性与介质的弛豫时间 T_c 密切相关。因此介质弛豫时间 T_c 的取值能否反映实际介质的物理特性是至关重要的。

根据流变介质中长周期地震波及形变波的传播特性可以认为,不同频率的外力施于流变介质时,流变介质将呈现不同的物理特性。当外力频率小于 $10^{-6}/T_c$ 赫兹时,介质呈现帕斯卡流体状态,内摩擦很小,横波速度趋于零,因此不利于横波的传播;外力频率大于 $1/T_c$ 赫兹时,介质呈现准弹性状态,介质内摩擦很大,横波速度趋于弹性波的横波速度,不同频率的波的衰减速率相同;外力的频率介于 $10^{-6}/T_c$ 和 $1/T_c$ 赫兹之间时,介质呈现典型流变状态,介质的内摩擦、横波速度和频散现象均大于帕斯卡流体,小于准弹性介质。

根据(8)、(9)两式, T_c 越小,就意味着介质越接近准弹性体,因此波的衰减越甚。

文献[1]收集的各种前兆异常,其周期基本上分布于20至5400秒之间。图3表明,在 $T_c = 10^6$ 秒时,仅当波的频率处于 $10^{-9} - 10^{-7}$ 赫兹之间时,地壳介质才呈现典型的流变介质特性。为了探讨地震波和形变波在以上两频段的合成波时空分布规律,我们对(16)、(17)、

(18) 式分别在上述两个频段进行了数值积分。所得图形应和具有上述通频带的线性记录系统的输出波形相对应。

由于以上两频段都不包含零频, 故积分时 (17)、(18) 两式右边第一项均应取为零。公式中 D 和 L 的取值范围分别为 $0.5 - 2.0$ 米和 90 秒以上^[8]。

图 4 (1) 为震源位移函数为矩形函数、阶梯函数, 滑动源位移函数为斜坡函数时, $L = 100$ 秒, $D = 2.0$ 米, $T_c = 10^6$ 秒, $T = 40 - 5400$ 秒频段的长周期地震波及形变波在不同距离上的合成波形。图 4 (2) 为以上相同情况下, $T = 10^7 - 10^9$ 秒频段的长周期地震波及形变波在不同距离上的合成波形。

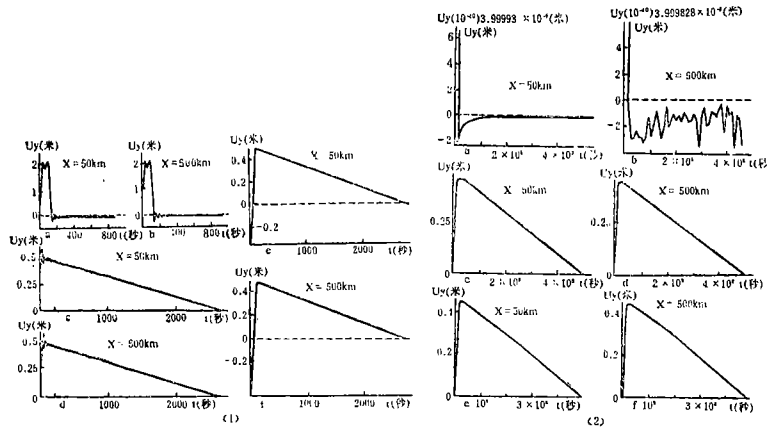


图 4 长周期地震波及形变波在不同距离上的合成波图形

(1) $T = 40 - 5400$ 秒

(2) $T = 10^7 - 10^9$ 秒

Fig. 4 The complex patterns of seismic and deformation waves at different distance

从图 4 (1) 可见, $T = 40 - 5400$ 秒频段的地震波及形变波合成波形随着传播距离的增加均无明显变化, 振幅衰减均为 3×10^{-7} 米/公里, 其原因是该频段不存在频散现象。 $T = 10^7 - 10^9$ 秒频段的地震波及形变波的合成波形, 除震源位移函数为矩形函数的地震波的合成波形随着传播距离的增加而畸变显著外, 其余也无明显变化。前者振幅衰减较小, 其余均为 10^{-7} 米/公里。

震源位移函数为矩形函数时, $T = 10^7 - 10^9$ 秒频段的合成波形随着传播距离的增加畸变较突出 (主要指横坐标以下部分), 这是因为 $L = 100$ 秒时, (16) 式被积函数各种频率的波的振幅几乎是等幅的, 另外也由于该频段频散现象严重所致。振幅衰减较小是频散影响的结果。

图 4 (2) 的 c、d、e、f 表明, (17)、(18) 式在 $L = 100$ 秒, $T = 10^7 - 10^9$ 秒频段的合成波形完全相同, 并且不随着传播距离的增加发生畸变。

前者是由于 (18) 式在 $L = 100$ 秒, $T = 10^7 - 10^9$ 秒时, 右边第二式被积函数的绝对值比左边第三项被积函数的绝对值小十几个量级, 在积分过程中, 右边第三项起着决定性作用, 而 (18) 式右边第三项被积函数, 在该频段又和 (17) 式被积函数完全相同的缘故。

虽然该频段频散现象严重, 但随着传播距离的增加, (17)、(18) 式的合成波形并不发生畸变, 这主要是 (17) 式的被积函数和 (18) 式右边第三项被积函数的振幅都与 W 成反

比。其合成波形主要取决于该频段低端少数几个低频波的合成波形,因而大大降低了频散对合成波形的影响。

另外,从图4(1)的a、b、c、d看到, $T=40-5400$ 秒频段的地震波合成波形,除有低频变化外,还附加有高频变化。这是由于源位移函数的突升、突降而引进的吉卜斯现象造成的。

四、长周期地震波和形变波合成波形与源位移函数持续时间 L的关系及在不同频段的合成波形的比较

从(16)、(18)式可以看出,在震源位移函数为矩形函数、滑动源位移函数为斜坡函数时,其相应的位移解,不仅与时间、空间坐标有关,而且与源位移函数的持续时间L有关。图5(1)为震源位移函数是矩形函数,滑动源位移函数是斜坡函数时, $X=50$ 公里, $D=2.0$ 米, $T_c=10^6$ 秒, $T=40-5400$ 秒频段的地震波及形变波在L取不同值时的合成波形。图5(2)是在与上述相同情况下, $T=10^7-10^9$ 秒频段的地震波和形变波在L取不同值时的合成波形。

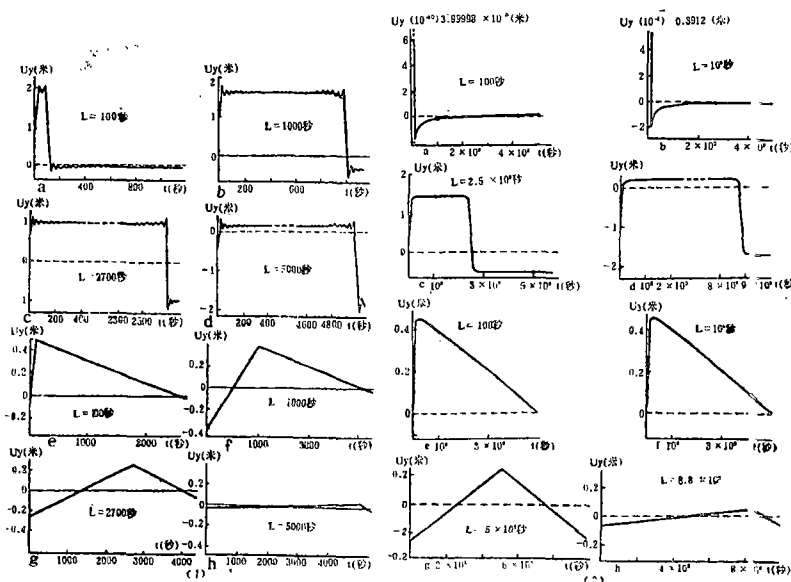


图5 当L取不同值时长周期地震波及形变波的合成波形

(1) $T=40-5400$ 秒 (2) $T=10^7-10^9$ 秒。

Fig. 5 The complex patterns of seismic and deformation waves at different value L

图5(1)表明,在震源位移函数为矩形函数时, $T=40-5400$ 秒频段的地震波合成波形,随着L的增大波形加宽,振幅值减小。当L大于5400秒时,合成波形将以5400为重复周期完全重复5400秒以前的波形。

在滑动源位移函数为斜坡函数时, $T=40-5400$ 秒频段的形变波合成波形随着L的增大,波形峰值时间滞后,振幅减小。当L大于5400秒时,其合成波形也以5400秒为重复周期,重复5400秒以前的波形,其振幅将进一步减小。

从图5(2)看到,在 $T=10^7-10^9$ 秒频段,无论震源位移函数是矩形函数,还是滑动源位移函数是斜坡函数时,其合成振幅都随着 L 的增大而减小。

鉴于现实观测中多侧重于高频部分,因此抬高上述两频段的频率下限,并对地震波和形变波的合成波形进行比较,可能对认识目前的前兆观测事实有一定意义。

图6(1)为在震源位移函数为矩形函数、阶梯函数,滑动源位移函数为斜坡函数时、 $X=50$ 公里, $L=100$ 秒, $D=2.0$ 米, $T_c=10^6$ 秒, $T=40-5400$ 秒和 $T=40-1200$ 秒频段的合成波形。图6(2)为在源位移函数相同的条件下, $T=10^7-10^9$ 秒和 $T=10^7-6 \times 10^8$ 秒频段的合成波形。

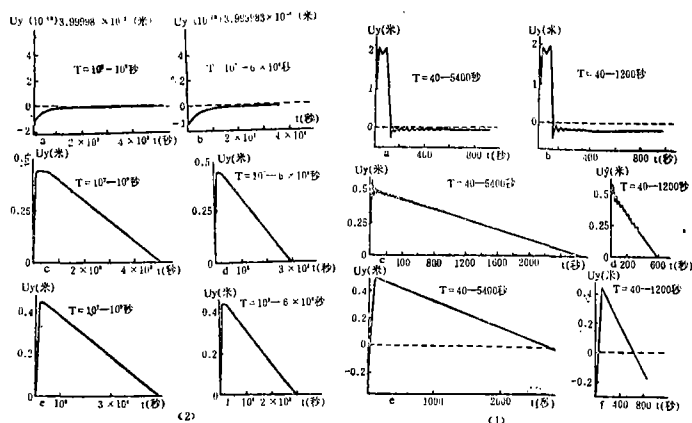


图6 $T=40-5400$ 秒和 $T=40-1200$ 秒频段及 $T=10^7-10^9$ 秒和 $T=10^7-6 \times 10^8$ 秒频段的地震波及形变波合成波形的比较

(1) $T=40-5400$ 秒和 $T=40-1200$ 秒 (2) $T=10^7-10^9$ 秒和 $T=10^7-6 \times 10^8$ 秒

Fig. 6 The comparison between complex patterns of seismic and deformation waves

从图6(1)、6(2)可以看出,除震源位移函数为矩形函数时, $T=10^7-10^9$ 秒频段的合成波振幅在频段下限抬高时略有增大外,其余均比原频段合成波振幅小。合成波波形基本不变。

另外,当 T_c 变小时,(16)、(17)、(18)三式在上述频段的合成波形,随距离的衰减增大,其他特点和 $T_c=10^6$ 秒时的情况相同。

五、初步结论

1. 根据图3给出的传播特性曲线,要探索与地壳流变介质特性有关的前兆现象,需从长于 10^6 秒的周期中寻找。

2. 流变介质中,横波频率越高,衰减越甚。当频率高于 $1/T_c$ 赫兹时,不同频率的波在单位距离内的衰减量趋于一致。

3. 由于流变介质中 $T=10^7-10^9$ 秒的长周期波的衰减系数很小,所以其传播距离将大大超过几百公里,而且在流变介质中横波频散现象严重,于是在距震源或滑动源较远的地方,首先到达的应是频率较高的波,而后才是频率较低的波。离源越远,这种到时差越

大。

4. 只有源位移函数的频谱展布平缓, 频散严重频段的合成波形, 才会随着传播距离的增加而出现畸变。

5. 当震源位移函数为矩形函数, 滑动源位移函数为斜坡函数时, 前者在某一频段的合成波形宽度和后者在某一频段的合成波最大值出现时间均等于其相应的源位移函数的持续时间。两者的合成波振幅随源位移函数持续时间的变化, 均存在一个临界值 L_0 ; 当 L 小于 L_0 时, 合成波振幅随 L 的增大而增大, 当 L 大于 L_0 时, 合成波振幅随着 L 的增大而减小。

6. 用同种仪器, 在固定的距离处, 观测同一震源或滑动源所产生的若干次长周期地震波或形变波, 其间的差异并不一定意味着源的滑动量有什么差别, 因为滑动源滑动时间上的差别, 同样会在同一距离上造成波形和振幅的变化。

以上结论是在特定理论模型和参数取值情况下取得的, 因此能否很好地反映地壳介质特性还有待于进一步探索。

参 考 文 献

- [1] 冯德益等, 长周期形变波所反映的短期和临震前兆, 地震学报, Vol. 27, No. 5, 1984.
- [2] 郑治真, 波谱分析基础, 地震出版社, 1983.
- [3] J. Selwyn Sacks et al., A Slow earthquake sequence following the Izu-oshima Earthquake of 1978, Earthquake Prediction Maurice Ewing Series, 4, 617-628, 1981.
- [4] 陈建功, 三角级数论, 上海科学技术出版社, 1963.
- [5] M. 巴特, 地球物理学中的谱分析, 地震出版社, 1978.

THE TIME - SPACE DISTRIBUTION AND
PROPAGATION CHARACTERISTICS OF LONG - PERIOD SEISMIC
AND DEFORMATION WAVES PRODUCED BY INDEFINITE PLANE
SLIDING IN RHEOLOGY MEDIUM

Zhang keli

(*Centre for Analysis and prediction, State seismological Bureau*)

Feng Deyi

(*Seismological Bureau of Tianjin City*)

Abstract

On theoretical investigation of the literature[1], the propagation characteristics of long-period seismic and deformation waves that are produced by indefinite plane sliding in rheology medium, and the time-space distribution of complex patterns at two special frequency bands of three displacement models for source are quantitatively calculated.

In addition, the dependences of Comyzlep patterns on ather parameters are explored

These results can be used for analysing the slow earthquake and some precursors of short-term and imminent earthquake.