

蔡永恩, 赵志栋. 2008. 利用流-固耦合模型模拟地震和海啸全过程. 地震学报, 30(6): 594-604.

Cai Yong'en, Zhao Zhidong. 2008. Modeling the dynamic process of tsunami earthquake by liquid-solid coupling model. *Acta Seismologica Sinica*, 30(6): 594-604.

利用流-固耦合模型模拟地震 和海啸全过程*

蔡永恩[†] 赵志栋

(中国北京 100871 北京大学地球物理系)

摘要 海底地震引起的海啸过程在力学上是一个流-固耦合问题. 地震引起的海底变形会影响流体的运动, 流体运动会影响地震引起的海底变形. 海啸的数值模拟, 通常采用浅水波控制方程, 把地震引起的海底变形作为海啸波动的边界条件或初始条件, 不考虑它们之间的相互作用. 本文采用势流体的流-固耦合有限元方法模拟了地震和海啸的全过程. 地震过程的模拟与地震位错模型不同, 在位错模型中, 断层的位错是事先指定的; 而在本文中, 首先形成自重作用下的初始应力场, 然后通过断层材料的突然软化引起的错动, 模拟地震震源的动力学过程. 模拟结果显示, 在海面除了可以看到大振幅的海啸波外, 还可以发现体波震相和面波震相. 在 600 km 的海面震中距上, 它们要比海啸波早到 48 分钟, 在此处面波的最大平均振幅可达 0.55 m, 是相同震中距海底面波最大平均振幅的 2 倍. 因此, 海啸预警信息在海面可以比在地表更早地得到. 海啸波的传播速度在水深 3 km 的开阔海面是 175.8 m/s, 它要比理想长波理论预测的大, 其平均振幅为 2 m, 波长可达 32 km. 到达大陆架后其速度、波长都减小, 在岸边可以激起 10 m 高的巨浪, 水平方向深入陆地达 53 m. 震中附近海面 and 地震断层上的最大垂直加速度分别为 5.9 m/s^2 和 16.3 m/s^2 , 后者是前者的 2.8 倍. 由此看来, 海水是很好的减震器. 海啸波的加速度到达岸边会衰减 10 倍. 与加速度不同, 海面震中处的振动速度为 3.2 m/s, 是海底震源处的 1.4 倍. 震源处的最大位移小于震中海面的最大位移, 其差就是海啸波源的振幅. 值得注意的是, 海底地震的最大位错在震后 23 s 达到, 不是发生在断层滑动的开始.

关键词 有限元 流固耦合 地震海啸 数值模拟

文章编号: 0253-3782(2008)06-0594-11

中图分类号: P315.3⁺1

文献标识码: A

Modeling the dynamic process of tsunami earthquake by liquid-solid coupling model

Cai Yong'en[†] Zhao Zhidong

(Department of Geophysics, School of Earth and Space Science,
Peking University, Beijing 100871, China)

* 基金项目 国家自然科学基金(40521002)资助.

收稿日期 2008-06-17 收到初稿, 2008-06-30 决定采用修改稿.

[†] 通讯作者 e-mail: yongen@pku.edu.cn

Abstract: Tsunami induced by earthquake is an interaction problem between liquid and solid. Shallow-water wave equation is often used to modeling the tsunami, and the boundary or initial condition of the problem is determined by the displacement or velocity field from the earthquake under seafloor, usually no interaction between them is considered in pure liquid model. In this study, potential flow theory and the finite element method with the interaction between liquid and solid are employed to model the dynamic processes of the earthquake and tsunami. For modeling the earthquake, firstly initial stress field to generate the earthquake is set up, and then the occurrence of the earthquake is simulated by suddenly reducing the elastic material parameters inside earthquake fault. It is different from seismic dislocation theory in which the relative slip on the fault is specified in advance. The modeling results reveal that P, SP and the surface wave can be found on the sea surface besides the tsunami wave. The surface wave arrives at the distance of 600 km from the epicenter earlier than the tsunami 48 minutes, and its maximum amplitude is 0.55 m, which is 2 times as large as that of the fault. Tsunami warning information can be taken from the surface wave on the sea surface, which is much earlier than that obtained from the seismograph stations on land. The tsunami speed on the open sea with 3 km depth is 175.8 m/s, which is a little greater than that predicted by long wave theory, $\sqrt{gh}=171.5$ m, and its wavelength and amplitude in average are 32 km and 2 m, respectively. After tsunami propagates to continental shelf, its speed and wavelength is reduced, but its amplitude become greater, especially, it can up 10 m and run 53 m forward in vertical and horizontal directions at sea shore, respectively. The maximum accelerations at the epicenter on the sea surface and on the fault are 16.5 m/s² and 5.9 m/s², respectively, the former is 2.8 times the later, therefore, sea water is a good shock absorber. The acceleration at the sea shore goes down 10 times as large as that at the epicenter. However, the figure of the velocity running up and down at the epicenter on the sea surface is different from that of the acceleration at the same place, which is 1.4 times the velocity on the fault. The maximum displacement at the fault is less than that at the epicenter on the sea surface. The difference between them is the amplitude of the tsunami at the epicenter. The time of the maximum displacement reached on the fault retards 23 s, is not at the beginning of the fault slipping.

Key words: finite element; fluid-solid interaction; earthquake tsunami; numerical modeling

引言

2004 年 12 月 26 日印尼苏门达腊外海的 9.2 级海底大地震又一次引起了人们对海啸研究的兴趣和关注。

海啸波的理论研究最早可以追溯到 19 世纪初, 法国数学家 A. L. 柯西和 S. D. 泊松求解小振幅海啸波的简单初值问题。有关海洋中波的传播理论, Stoneley(1946)研究了海洋对 Rayleigh 波的影响; Pekeris(1948)研究了浅水中爆炸声波的传播问题; 随后 Biot(1952)

研究了海底 Stoneley 波与 Rayleigh 波的相互作用问题. 利用纯流体动力学研究海啸, 这个问题可以分为 1+1 传播问题和 2+1 传播问题. 1+1 传播问题, 即一个传播方向+时间 (Liu *et al*, 1991; Synolakis, 1995). 对此问题, Hibberd 和 Peregrine(1979)提出了海岸线算法来研究长波的演变. 2+1 传播问题(两个传播方向+时间)的数值计算由 Shuto(2000)给出了第一个突破性的非线性浅水波(NSW)的解. Titov 和 Synolakis(1998)提出了另一个不需要加入海底摩擦系数的解, 以后又作了进一步的研究. 同时 Masamura 和 Fujima(1995)提出了一个基于欧拉方程的模型. Titov 和 Synolakis(1998)的计算显示: 对于一定的初始数据, 水动力学问题是可解的. 而随着测深学数据和地形数据改善, 水动力学模型的计算可以在一定程度上较好地模拟海啸的传播.

由于海底地形和海岸形态以及地震震源的复杂性, 利用解析方法很难找到这种情况的理论解. 实验和数值模拟是目前人们研究海啸机制的两个主要手段. 利用流体动力学水槽实验能够模拟海底滑坡引起的海啸 (Grilli *et al*, 2002; Langford *et al*, 2006; Liu *et al*, 2005). 这种方法可以模拟和研究海啸波在岸边的骤然涨落和分裂, 但由于实验条件的限制, 它不能定量地给出复杂海岸地形对海啸波的影响.

大型电子计算机的出现使海啸的数值模拟成为可能. 在这方面主要采用流体动力学模型. 由于海啸的波长远大于海水的平均深度, 根据长波假设, 从 Navier-Stokes 方程出发可以得到控制海啸传播的浅水波方程 (Lamb, 1945; Batchelor, 1967). 有限差分法 (LeVeque, 2007)、有限元法 (Leclerc *et al*, 1990; Myers, Baptista, 1995) 和有限体积法 (LeVeque, 2002) 一般都是从这个方程出发求解海啸波传播的数值解. 其中有限差分法是用得最多的方法, 其优点是计算速度要比其它数值方法快, 编程简单. 但这种方法很难处理复杂的几何边界和模拟海啸波登陆后的传播. 这些方法一般利用地震位错理论震源模型提供的海底位移场 (Okada, 1985) 作为流体力学模型的海啸波源 (边界条件). 该地震模型对于计算水平海底地震位移场可能近似很好, 却很难给出复杂海底地形的位移场, 也不能考虑地震时海底变形与海水之间的相互作用对海啸波的影响.

本文利用一个基于势流体理论的流-固耦合二维有限元方法 (ADINA), 模拟一次发生在海洋地壳中的地震及其引发的海啸波传播的动力学全过程.

1 流-固耦合地震海啸力学模型

由于海水载荷对地震引起的海底变形有影响, 同时地震导致的海底变形会改变流体的区域形状, 这个形状在地震时是不知道的. 所以当海底地形复杂时地震位错理论模型不能较好地给出海底的位移场. 为了更好地模拟地震与海啸相互作用的动力学过程, 需要建立流-固耦合力学模型. 如果流体不可压或者微可压, 其粘性则可以忽略, 并且当流动速度小于海水里的声速, 在流体边界和自由表面位移和海啸波长相比很小的情况下, 求解流体内部速度场和压力场的 Navier-Stokes 问题可以转化为单纯求解流体速度势问题. 通过速度势可以求出流体内部的速度和压力场. 势流体理论在航空工业、核反应堆以及储油罐等一些流-固耦合问题中已经得到广泛的应用 (Hirsch, 1988; Ludwig *et al*, 1982; Stuart *et al*, 1995; Sussman, Sundqvist, 2003).

与一般研究海啸问题所使用的浅水波理论不同, 本文将基于势流体流-固耦合理论研究地震引发海啸的全过程. 为此将研究区域分为包括震源的海底固体区域和海洋流体区域

两部分(图 1). 地震发生在固体区域, 其能量通过海底传给海洋, 形成海啸.

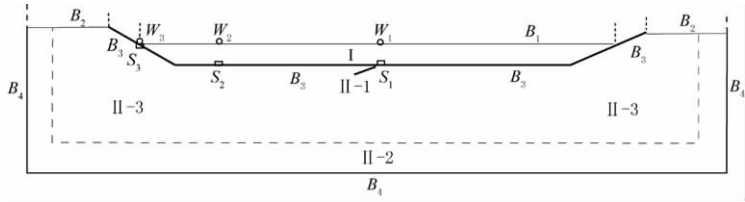


图 1 二维流-固耦合地震海啸的几何模型

I. 海洋流体区域; II-1. 断层区; II-2. 消除反射波的吸收边界区; II-3. 海底和大陆固体区

Fig. 1 Two dimensional geometrical model of the tsunami earthquake basis on fluid-solid coupling theory

I. Sea water; II-1. fault zone; II-2. absorbing layer of reflected wave; II-3. seafloor and continent

地震和海啸的流-固耦合模型可以归结为如下定解问题：
在流体区域 I

$$-\rho_0 \ddot{\varphi} + k \nabla^2 \varphi = -\rho_0 \ddot{\Omega} \tag{1}$$

$$\mathbf{v} = \nabla \varphi \tag{2}$$

$$p = \rho_0 [\Omega(x) - \dot{\varphi}] \tag{3}$$

式(1)是用流体速度势 φ 表示的连续性方程. 式中, \mathbf{v} 为流体速度矢量, 它们都是时间和空间位置的函数; $\Omega(x)$ 是位于 x 处的体力势, k 为体积压缩模量, p 为流体的压力. 如果 $\Omega(x)$ 是重力势, $|\nabla \Omega(x)| = g$. 其中, g 为重力加速度 ($g = 9.8 \text{ m/s}^2$), ρ_0 为初始密度.

在固体区域 II

$$-\rho_0 \ddot{\mathbf{u}} - \eta \dot{\mathbf{u}} + \mathbf{L} \boldsymbol{\sigma} = -\mathbf{f} \tag{4}$$

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma_x \\ \sigma_y \\ \tau_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda \\ \lambda & \lambda & \mu \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} = \mathbf{D} \boldsymbol{\epsilon} \tag{5}$$

$$\boldsymbol{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u_x}{\partial x} \\ \frac{\partial u_y}{\partial y} \\ \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \end{bmatrix} = \mathbf{L}^T \mathbf{u} \quad \mathbf{u} = \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \end{bmatrix} \quad \mathbf{L} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & \frac{\partial}{\partial y} \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \tag{6}$$

式中, \mathbf{u} 是位移矢量, \mathbf{f} 是体力, λ 和 μ 是弹性材料常数, η 是固体的阻尼常数. 定解问题的边界条件为

$$p|_{B_1} = 0 \tag{7}$$

在海面 B_1

$$\sigma_n|_{B_2} = \tau_n|_{B_2} = 0 \tag{8}$$

在地表 B_2

$$\begin{cases} \mathbf{n} \cdot \mathbf{v}|_f = \mathbf{n} \cdot \dot{\mathbf{u}}|_s \\ p|_f = p_n|_s \end{cases} \tag{9}$$

在流—固接触面 B_3

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{u}|_{B_4} = 0 \tag{10}$$

在固体侧面 B_4

利用加利金加权残数有限元法(蔡永恩, 殷有泉, 1997), 将流体连续方程(1)和固体的运动方程(4)加权积分后, 并利用流-固边界上的连续条件式(9), 则可得 $t + \Delta t$ 时刻的方程

$$\int_{V_f} \rho_0 \ddot{\varphi} \delta \varphi dV + \int_{V_f} (k \nabla \varphi \cdot \nabla \delta \varphi) dV + \int_S k \mathbf{n} \cdot \dot{\mathbf{u}} \delta \varphi dS = \int_{V_f} \rho_0 \dot{\Omega} \delta \varphi dV \tag{11}$$

$$\begin{aligned} \int_{V_s} \rho_0 \ddot{\mathbf{u}} \delta \mathbf{u} dV + \int_{V_s} \boldsymbol{\eta} \dot{\mathbf{u}} \cdot \delta \mathbf{u} dS + \int_{V_s} (\nabla \mathbf{u} \cdot \mathbf{D} \cdot \nabla \delta \mathbf{u}) dV = \\ \int_{V_s} \mathbf{f} \cdot \delta \mathbf{u} dV - \int_S p \mathbf{n} \cdot \delta \mathbf{u} dS \end{aligned} \tag{12}$$

式中, V 表示体积, $\delta \varphi$ 和 $\delta \mathbf{u}$ 分别表示速度势 φ 和位移 \mathbf{u} 的加权函数, \mathbf{n} 为流体边界的内法向单位向量. 将

$$p(t + \Delta t) = \rho_0 \Omega + \rho_0 \frac{\partial \Omega}{\partial \mathbf{x}} \cdot \mathbf{u} - \rho_0 \dot{\varphi}$$

代入方程(12), 再将式(11)和式(12)进行有限元离散化后可得

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{SS} & 0 \\ 0 & \mathbf{M}_{FF} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta \ddot{\mathbf{U}} \\ \Delta \ddot{\boldsymbol{\Phi}} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \mathbf{C}_{SS} & -\mathbf{C}_{UF}^B \\ -\mathbf{C}_{FU}^B & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\mathbf{U}} \\ \dot{\boldsymbol{\Phi}} \end{bmatrix} + \\ \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{UU}^S + \mathbf{K}_{SS} & 0 \\ 0 & \mathbf{K}_{FF} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{U} \\ \boldsymbol{\Phi} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{R}_U^B + \mathbf{R}_S \\ \dot{\mathbf{R}}_F \end{bmatrix} \end{aligned} \tag{13}$$

式中与角标 S 和 F 有关的项分别代表固体和流体的贡献, 与 B 有关的项代表来自流-固耦合边界的贡献. 海底下面固体区域的质量矩阵 \mathbf{M}_{SS} 、阻尼矩阵 \mathbf{C}_{SS} 、刚度矩阵 \mathbf{K}_{SS} 和节点载荷向量 \mathbf{R}_S 分别来自式(12)左端的第一、二、三项和右端第一项; 与海水接触的海底固体边界刚度矩阵 \mathbf{K}_{UU}^S 、矩阵 $\mathbf{C}_{FU}^B = (\mathbf{C}_{UF}^B)^T$ 和节点载荷向量 \mathbf{R}_F^B 分别来自式(12)右端第二项. 海水区域的矩阵 \mathbf{M}_{FF} 、 \mathbf{K}_{FF} 、 \mathbf{C}_{FU}^B 和节点向量 $\dot{\mathbf{R}}_F$ 分别来自方程(11)左端的第一、二、三项和右端项.

2 地震与海啸耦合的数值模拟

图 1 是二维平面应变有限元模型示意图. 模型水平距离取为 2000 km, 竖直最大距离为 23 km, I 区为海洋, 海水区域最大深度取为 3 km, 海水的密度为 1000 kg/m³, 体积压缩模量为 2.1 GPa. 断层带长度取为 10 km, 厚度为 1 km, 倾角为 30°. 固体区域 II 密度取为 2700 kg/m³, 泊松比为 0.25, 杨氏模量为 83.0 GPa; 吸收边界区所加的阻尼与质量成比例, 阻尼系数取为 0.25. 图 2 为有限元模型及其局部网格图. 图 2a, b 和 c 分别为有限元模型的整体图、模型西岸局部网格图和含有断层的局部网格图(图 2a 中的虚线区域), 模型东岸的局部网格图与西岸是对称的. 流体区域共有 1636 个单元, 1900 个节点; 在固体区, 共有 5618 个单元和 4262 个节点. 有限元模型的边界条件见式(7)—式(10), 即海水表面的压力为零, 海水和海底的交界面为法向位移和应力连续; 地表为自由面; 模型左右和底部边界法向位移为零, 切向自由. 地震海啸模型的初始位移和速度为零, 初始压力场和应力场来自海水和岩石的自重, 重力加速度取为 9.8 m/s².

由于地震可以视为断层内岩石突然软化导致的, 因此可以通过降低断层内部的材料参数模拟地震. 海底地震的模拟是通过在形成初始应力场后, 突然降低断层内部的弹性模量产生的断层错动实现的. 在模拟整个地震过程中, 断层的材料始终处在软化状态. 弹性模量降低多少可以利用地震学给出的断层位错大小作为约束条件进行控制. 在本文的模型中, 利用断层产生 4 m 的滑动量作为降低杨氏模量的约束条件, 就是将杨氏模量从 83 GPa 降低到 4.2 GPa(等价于降低剪切模量). 计算中时间步长为 1 s, 计算时间从地震断层错动

开始计时，一直到 7 000 s.

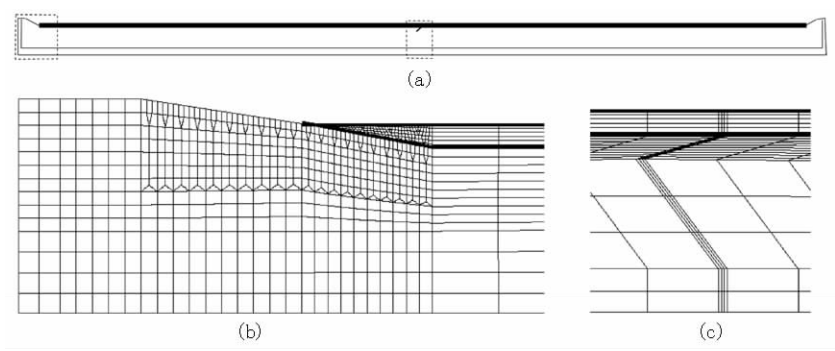


图 2 地震海啸有限元网格图

(a) 流-固耦合总体有限元模型区域(纵向扩大 2 倍); (b) 虚线框内部分西岸网格图;
(c) 虚线框内断层附近网格图

Fig. 2 Finite element model and its local meshes of tsunami earthquake

(a) Global region of liquid-solid coupling finite element model (enlarged 2 times in the vertical direction); (b) meshes near the west seashore in dashed line frame; (c) meshes near the fault(dashed line frame)

3 结果和讨论

为了考察地震波和海啸波的传播过程,选了 6 个观测点(图 1),海水表面取 3 个点,用圆圈表示. W_1 点和 W_2 点在深海表面,它们分别位于震中和距离震中 600 km 处; W_3 点位于海陆交界处的流体边界上,震中距为 816 km. 海底取 S_1 和 S_2 两个点,海陆交界处的 S_3 点位于海陆交界处的固体边界上,它们用矩形表示. 这 3 个点分别与海水表面的 3 个点相对应.

图 3 给出了海底震源断层上盘 S_1 点与其对应的海水表面 W_1 点处在震后 800 s 的垂直位移、速度和加速度图. 图 3a 是震源 S_1 处的结果,图 3b 是海面 W_1 处的结果. 从图中可以看出, S_1 点和 W_1 点处的动态位移分别在 23 s 和 25 s 达到最大,它们分别向下移动 3.9 m 和 6.0 m,海水相对海底下落 2.1 m. 值得注意的是,断层位移的最大值出现的时间滞后了 23 s,它并不是发生在断层开始错动的时刻. 在 S_1 点处运动幅度大于 1 m(平均振幅为 0.5 m)的情形主要出现在地震开始后的 100 s 内,250 s 后的平均振幅已经降到 0.2 m,准静态平均位移为 3.2 m. 由此可见,如果按照准静态地震位错模型(Okada, 1985)得到的位移场作为一般浅水波模型的初始条件来模拟海啸波问题,则可能低估最大海啸波的高度. 与 S_1 点对应的海面 W_1 点处的最大值比 S_1 点处的滞后 2 s,这个时间差就是震源所激发的压缩波从 S_1 点传播到 W_1 点的时间. 在 90 s 前震中海水在海平面以下振动(振幅为负值),频率较高(对于海啸波),这个时间内的振动主要受控于地震震源的运动,其最大位移可达 6 m,平均振幅值为 3.0 m. 其后 90 s 振幅高出海面,最大幅度达 2.2 m,这样就形成了一个周期约为 180 s 的海啸振动源,它的持续时间很短,500 s 后的平均振幅接近 0.5 m,在实际海面上,它很难与海浪的幅度区分. 震源 S_1 点和海面 W_1 点处海水振动的最大速度分别为 2.3 m/s 和 3.2 m/s,相应的到达时间分别为 19 s 和 35 s. W_1 点处的海水振动速度明

显大于 S_1 点, 这可以归咎于 W_1 点位于自由面, 振动受到的约束小于 S_1 点. 加速度在这两个地点差别非常悬殊, 震源断层 S_1 点处的最大加速度为 $16.3 \text{ m/s}^2 (=1.65g)$, 出现在震后 13 s, W_1 点处最大加速度值出现的时间滞后 S_1 点 12 s, 其值为 5.9 m/s^2 , 前者是后者的 2.8 倍. 由此看来, 海水是很好的减震器.

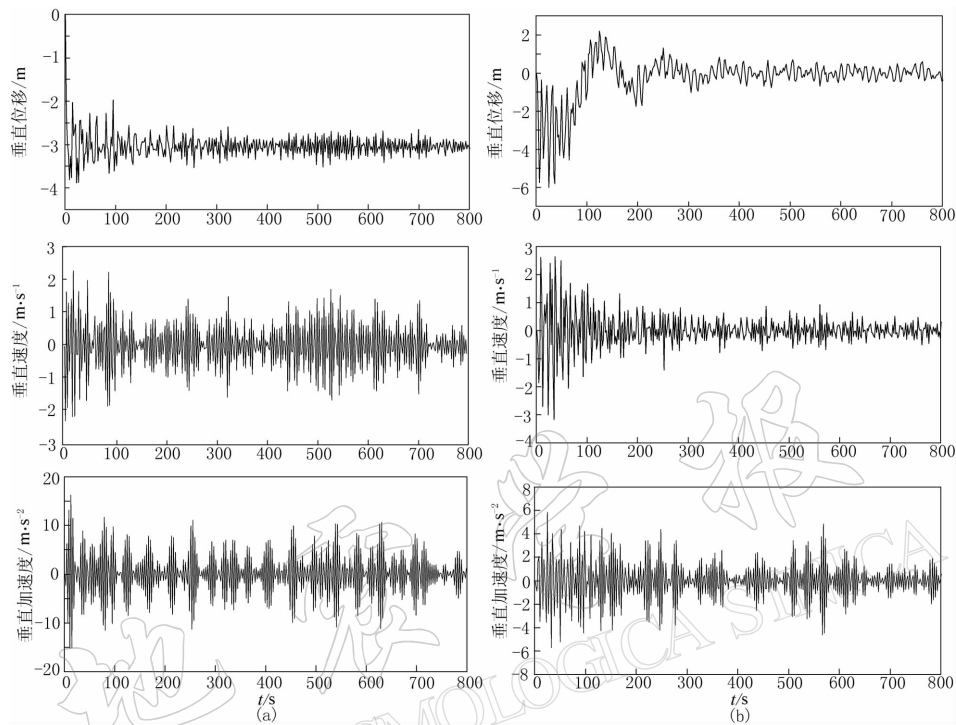


图 3 震源断层上盘 S_1 点和海面 W_1 点震后 800 s 位移、速度和加速度图

(a) 海底位移、速度和加速度; (b) 海面位移、速度和加速度

Fig. 3 Displacements, velocities and accelerations at S_1 and W_1
at the time of 800 s after earthquake

(a) Displacement, velocity and acceleration on the seafloor; (b) displacement,
velocity and acceleration on the sea surface

图 4 是海面 W_2 点(震中距 600 km)和海陆交界处 W_3 点(震中距 815.8 km)与 S_2 和 S_3 点处的地震图. 从图 4a 的左栏上图可以看出, W_2 点处的最大振幅的波群就是海啸波. 在第一个海啸波列的后面, 是从岸边反射回来的海啸波, 其振幅要小于初至的海啸波. 这是由于海啸波到达海岸后, 有一部分能量进入大陆造成的. 图 4a 右栏上图是 800 s 前的波形, 在 W_2 点处第一个大振幅波列前面可以发现还有一个到时比较早的小振幅波列. 从理论走时上可以断定它们就是从海底折射到观测点 W_2 的纵波 P 和海底横波的转换波 SP(见图中箭头所标示的位置). 在 SP 后面的最大振幅高达 55 cm 的波群就是面波波群, 其振幅远大于体波, 但是远小于震中 W_1 点处的振幅. 其最快的群速度为 1800 m/s, 小于海底横波的速度. 这个结果表明, 在海面不但可以观测到海啸波, 而且还会存在远比海啸波快得多的体波和面波波列. 在这个震中距上, 它们要比海啸波早到 W_2 点达 48 分钟, 因此在这里可以获取比陆地地震台还要早的海啸预警信息. 图 4a 的第二行是海底与 W_2 点对应的

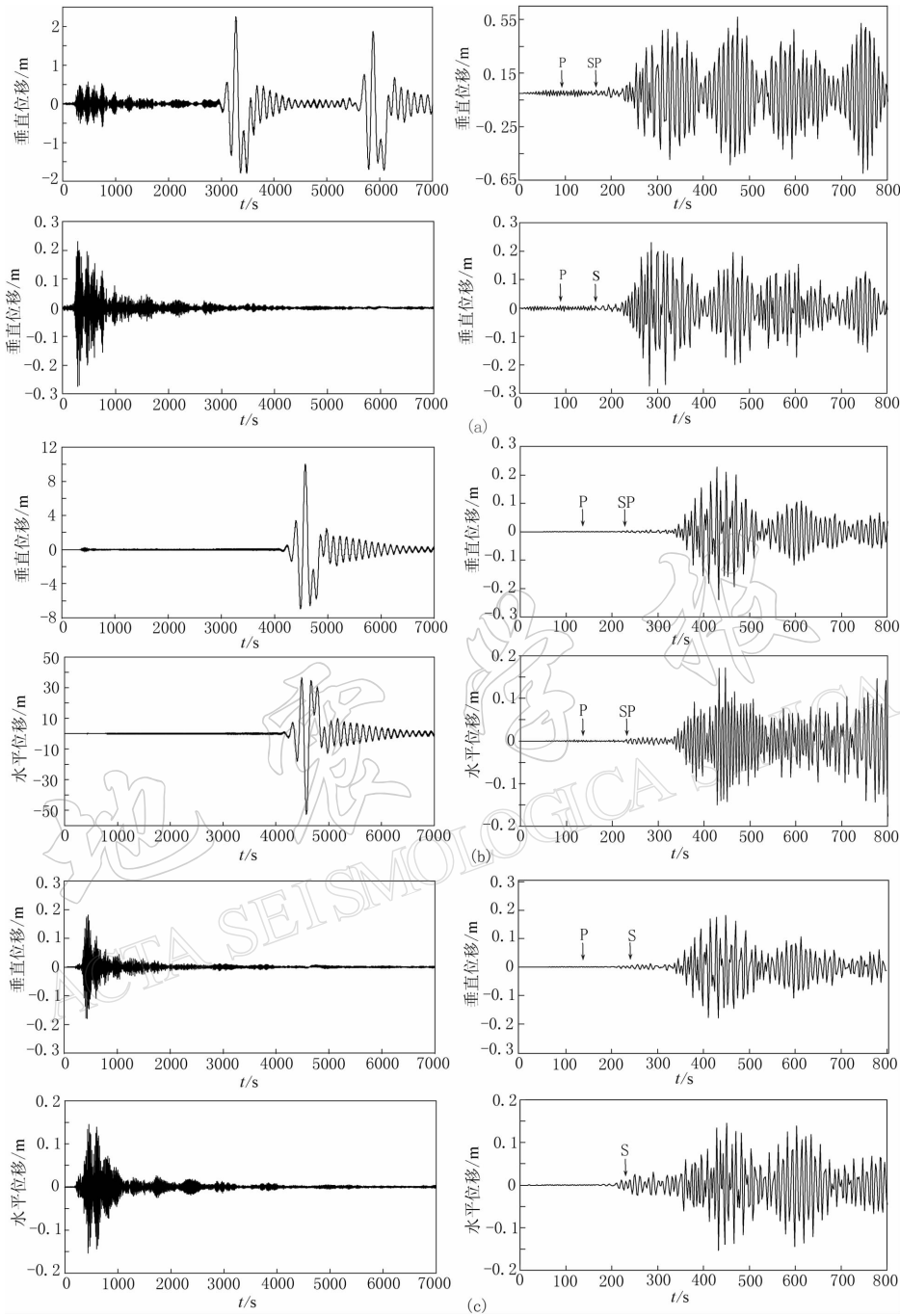


图 4 不同震中距海底和海面位移图

(a) 600 km 海底和海面的垂直位移；
(b) 815 km 处岸边海水垂直和水平位移；
(c) 815 km 处岸边陆地垂直和水平位移

Fig. 4 Displacement on seafloor and sea surface at different epicenter distances
(a) Vertical displacements of the seafloor and sea surface at 600 km; (b) vertical and horizontal displacements of the fluid particle at 815 km; (c) vertical and horizontal displacements of the solid particle at 815 km

S_2 点处的地震图, 可以发现其振幅要远小于海啸波. 将 800 s 前 W_2 点处与海底 S_2 点处的垂直位移图进行比较发现, 体波到时基本相同. 这是因为海水的深度仅有 3 km, 由海底折射到海面的压缩波仅需 0.97 s 就可以到达 W_2 点处, 所以在图上很难分辨出 W_2 处与 S_2 处体波到时的差别. 此外还可以发现, S_2 点与 W_2 点处的面波波列特征很相似, 但海面的面波振幅要大于海底面波的振幅.

图 4b 给出了水陆交界处 W_3 点的水平和垂直位移随时间变化图. 图中左栏是 7000 s 时地震和海啸波形图; 右栏是 800 s 时间内的波形. 需要指出的是, 由于没有接触水的岸坡对于海水来说是移动的边界, 在此边界面上, 流体没有摩擦阻力, 可以自由地涨落. 流体质点的振动位置和振幅大小受速度和流-固耦合边界条件控制. 从图 4 中可以看出, 在第一个周期, 海啸波最初传播到岸边 41.5 s 后, 首先形成第一个退潮, 在垂直方向落差为 1.4 m, 水平方向离开岸边 7.4 m, 当海水涨潮和退潮时, 这种变化不宜察觉; 124.5 s 后形成第一个涨潮, 浪高 3.4 m, 朝岸上水平方向前进 17.9 m. 在第二个周期, 海啸波退潮落差 6.9 m, 离岸达 36.5 m; 第一个高潮后 320.5 s 形成第二个涨潮(海啸的最大浪高), 在岸边浪高达 10.0 m, 向岸水平方向前进 52.6 m. 如此高的巨浪势必形成灾难. 从 800 s 的地震图上仍可以明显地分辨出 SP, 此时它与海岸 S_3 点处的 S 波到时基本相同. 垂直向的面波振幅衰减明显快于 600 km 海面 W_2 点处的面波.

图 4c 给出了水陆交界处 S_3 点的水平和垂直位移随时间变化图. 从图中可以看出, 其最大振幅明显小于 W_3 点处海啸波的振幅. 当海啸波没有到达之前, 800 s 内地震图给出的面波震相与海面一样, 也很相似, 海面的面波振幅同样大于海底面波的振幅.

图 5 是在 1000 s、2000 s、3000 s、4000 s、4450 s 和 4560 s 时从震中海面到西海岸的垂直位移分布. 从图中可以看到, 海啸波在 1000 s 的时候已经传播到离震中 183.8 km 的地方, 最大波峰和波谷值分别为 1.3 m 和 3.3 m, 波谷值明显地大于波峰值, 平均最大振幅是 2.3 m. 从 1000—4000 s 的图上可以看出, 最大振幅海啸波的传播速度为 175.8 m/s, 波长为 32 km, 周期 182 s. 其周期与震中海啸源的周期基本一致. 这表明海啸波在开阔的海面频散非常小. 计算得到的传播速度值略大于长波理论(波长远大于流体深度)的速度 $\sqrt{gh}=171.5$ m/s. 海啸波没有到达岸边时, 它的最大平均振幅随着时间的增加从 1000 s 时的 3.3 m 逐渐减小到 4000 s 时的 1.8 m. 振幅的最大值在 1000—2000 s 的时间间隔内, 波峰和波谷值不对称于质点振动的平衡位置. 例如, 在 1000 s 和 2000 s 时, 最大振幅出现在波谷; 在 3000 s 时, 波峰与波谷的幅度基本相同, 分别为 2.13 m 和 2.10 m. 这是由于在 2000 s 以后震源断层的显著运动已经停止. 海啸波在进入大陆架后, 最大振幅的传播速度与相应的波长随海水深度逐渐变浅而减小. 例如, 在水深 400 m 时, 其速度降到 112.9 m/s, 周期变为 56 s, 相应的波长为 6.3 km.

4 几点认识

从本文基于势流体理论的流-固耦合的海啸模型的模拟结果, 可以得出以下几点认识:

1) 海啸波在开阔的海面频散不显著, 其最大速度略大于流体力学长波理论给出的传播速度. 与一般认识一致, 海啸波传到大陆架后, 其速度、波长减小, 波幅变大, 在岸边明显大于开阔海面上的波高.

2) 计算结果表明, 在海面除了可以看到大振幅的海啸波外, 还存在纵波和转换纵波震

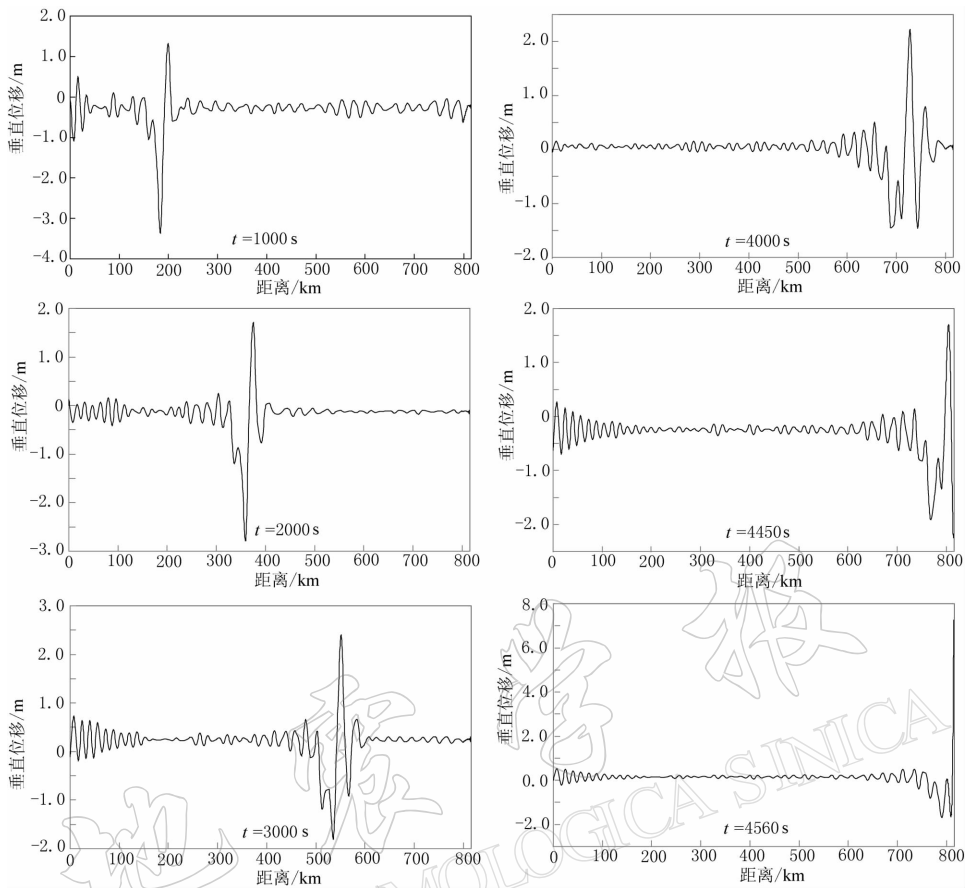


图 5 不同时刻海啸的快照

Fig. 5 Snapshots of tsunami wave at different time

相以及面波震相。纵波振幅由于振幅小很难辨认，其到时与固体海底表面相同震中距上的地震体波和面波基本相同。海面面波振幅最大将近0.55 m，它要比陆地记录到的面波振幅大得多，其最快的群速度是海啸波速 10 倍以上。因此在海面可以得到比地表更早的海啸预警信息。

3) 海底处震源断层的最大加速度可以达到重力加速度的 1.65 倍，它是海面震中加速度的 2.8 倍，因此海水是很好的减震器。海啸波的加速度到达岸边会衰减 10 倍。与加速度不同，海面震中处的海水上下振动速度是海底震源处的 1.4 倍。震源处的最大竖直位移小于震中海面的最大竖直位移，其差就是海啸波源的振幅。

4) 海底地震的最大位错不是发生在断层滑动的开始，而是滞后一段时间。计算得到的动态断层位移明显大于准静态地震模型得到的位移。因此利用准静态地震模型的地表位移场作为海啸波的边界条件，可能会低估海啸波的波高。

感谢葛效月博士在使用 ADINA 程序上提供的帮助。

参 考 文 献

- 蔡永恩, 殷有泉. 1997. 热弹性问题的有限元方法及程序设计[M]. 北京: 北京大学出版社: 38-69.
- Batchelor G K. 1967. *An Introduction to Fluid Dynamics*[M]. Cambridge: Cambridge University Press: 223-245.
- Biot M A. 1952. The interaction of Rayleigh and Stoneley waves in the ocean bottom[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **42**(1): 81-93.
- Grilli S T, Vogelmann S, Watts P. 2002. Development of a 3D numerical wave tank for modeling tsunami generation by underwater landslides[J]. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, **26**(4): 301-313.
- Hibbert S, Peregrine D H. 1979. Surf and runup on a beach: A uniform bore[J]. *J Fluid Mech*, **95**(2): 323-345.
- Hirsch C. 1988. *Numerical Computation of Internal and External Flows*[M]. Chichester: John Wiley: 426-507.
- Lamb H. 1945. *Hydrodynamics*[M]. 6th ed. New York: Dover Publications: 7-43.
- Langford P S, Roger I N, Roy A W. 2006. Experimental modeling of tsunami generated by underwater landslides[J]. *Science of Tsunami Hazards*, **24**(4): 267-287.
- Leclerc M, Bellemare J F, Dumas G, Dhatt G. 1990. A finite element model of estuarine and river flows with moving boundaries[J]. *Adv Water Resources*, **13**(4): 158-168.
- LeVeque R J. 2002. *Finite Volume Methods for Hyperbolic Problems*[M]. Cambridge: Cambridge University Press: 132-156.
- LeVeque R J. 2007. *Finite Difference Methods for Ordinary and Partial Differential Equations: Steady-State and Time-Dependent Problems*[M]. Philadelphia: Society for Industrial and Applied Mathematics: 25-38.
- Liu P L F, Synolakis C E, Yeh H H. 1991. Report on international workshop on long-wave run-up[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, **229**: 675-688.
- Liu P L F, Wu T R, Raichlen F, Synolakis C E, Borrero J C. 2005. Runup and rundown generated by three-dimensional sliding masses[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, **536**: 107-144.
- Ludwig A, Enderle G, Katz F. 1982. Progress in fluid-structure analysis with FLUX for the HDR-RPV-I blowdown-experiments[J]. *Flux Nucl Eng*, **70**: 331-338.
- Masamura K, Fujima K. 1995. Three-dimensional analysis of long wave runup on a conical island by using the MAC method[G]//Harry Y, Liu P, Synolakis C, eds. *Long Wave Runup Models*. Hackensack: World Scientific Publishing Company, Incorporated: 321-331.
- Myers E P, Baptista A M. 1995. Finite element modeling of the July 12, 1993 Hokkaido Nansei-Oki tsunami[J]. *Pure Appl Geophys*, **144**(3): 769-801.
- Okada Y. 1985. Surface deformation due to shear and tensile faults in a half-space[J]. *Bull Seism Soc Amer*, **75**(4): 1135-1154.
- Pekeris C L. 1948. *Theory of Propagation of Explosive Sound in Shallow Water*[M]. New York: Geol Soc Amer Mem, 27: 1-117.
- Shuto N. 2000. Numerical simulation for tsunami disaster prevention[J]. *Journal of the Japan Society for Simulation Technology*, **19**(1): 46-49.
- Stoneley R. 1946. The effect of the ocean on Rayleigh waves[J]. *Mon Not Roy Astron Soc, Geophys*, **1**(Suppl): 349-356.
- Stuart R, Shipley L, Ghose A, Hiremath M. 1995. Dynamic analysis of high-level waste storage tanks[J]. *Comprcrers & Srrucrures*, **56**(2/3): 415-424.
- Sussman T, Sundqvist J. 2003. Fluid-structure interaction analysis with a subsonic potential-based fluid formulation[J]. *Computers and Structures*, **81**(8/11): 949-962.
- Synolakis C E. 1995. Tsunami prediction[J]. *Science*, **270**(5233): 15-16.
- Titov V V, Synolakis C E. 1998. Numenrical modeling of tidal wave runup[J]. *J Waterw Port Coast Ocean Eng*, **124**(4): 157-171.