

孔隙流体作用对地震活动影响的 计算机模型研究^{*}

李 丽¹⁾ 石耀霖²⁾ 张国民¹⁾

1) 中国北京 100036 中国地震局分析预报中心

2) 中国北京 100039 中国科学院研究生院

摘要 研究了孔隙流体对地震活动的影响. 首先讨论了含有多个断层的地壳中流体的传输方程, 并将该方程离散化, 以期更有效地将流体的作用加到弹簧-滑块-阻尼器模型中; 然后应用含有 6 个断层、每个断层含有 8 个震源的构造模型(简称 6×8 模型), 在给定镜像边条件的情况下, 对孔隙流体的传输方程求显式和隐式解. 通过分析有水源的情况, 认为进行多步迭代时用隐式解法比较合理. 利用隐式解法得到的结果, 根据镜像边条件及无水源的初条件, 对地震发生后破裂元件上孔隙流体压与周围未破裂元件上孔隙流体压, 按某种比例进行了计算, 并对所得结果进行了初步讨论. 计算表明, 有孔隙流体作用的系统中, 地震活动明显增强, 地震的频度和强度都有所增强. 孔隙流体对模型系统地震活动的增强作用是不均衡的, 因而流体压对地震系统的作用更增加了地震预测的复杂性.

关键词 孔隙流体压 孔隙流体 地震模型

引言

断层内部流体高孔隙压的作用是在美国学者对圣安德烈斯断层的应力研究中提出的. 对该地区应力大小和方向的测量与用理论估计的结果相差很大. 通过地热资料推算出圣安德烈斯断层系孕震深度上的平均剪应力值低于 20 MPa(Brune *et al.*, 1969), 而在静水压力下, 典型的大陆地热和应变速率条件下脆性大陆地壳中断层的平均剪切强度应当在 35~150 MPa(Lachenbruch, McGarr, 1990; Hickerman, 1991); 通过水压致裂、钻孔崩塌和震源机制解等方法对圣安德烈斯断层附近的应力方向和数值的观测表明, 水平最大主压应力方向与断层成高角度($65^\circ \sim 85^\circ$), 而用库仑破裂准则给出该方向的角度为 $25^\circ \sim 30^\circ$ (Zoback *et al.*, 1987; Mount, Suppe, 1987; Oppenheimer *et al.*, 1988). Byerlee(1990)和 Blanpied 等(1992)认为, 由于断层挤压过程中对带内物质的挤压作用, 断层围岩中的地下流体可以被流体中的矿物沉积封闭在断层中, 从而在断层中形成不均匀的高孔隙流体压. Rice(1992)则认为, 如果在地壳中断层的根部能维持一个接近静岩压力的高孔隙流体压, 则断层带上孔隙流体的渗透率比相邻地壳介质的渗透率要大得多, 且渗透率随有效正应力的增大而迅速衰减, 因而在像圣安德烈斯断层这样的断层带上, 一定深度内会形成接近于断层

^{*} 国家地震局重点攻关项目(95-04-03-03).
1998-03-24 收到初稿, 1998-08-10 收到修改稿并决定采用.

面上正压力的高孔隙流体压,且随着与断层面的距离增大,孔隙流体压以某种形式减小. Byerlee 和 Rice 的两种模型均指出,在类似圣安德烈斯断层的断层中会存在高孔隙流体压,且断层内部的孔隙压力会超过围岩中的最小主应力. Henderson 和 Maillot(1996)用数值模拟方法对流体作用下断层带中地震活动特征的研究也表明,流体活动对断层带上地震活动的时空特征有很强的影响.

上述分析表明,孔隙流体在真实地质环境中的作用十分重要,因此,本文主要针对孔隙流体对非线性模型中地震活动的影响进行模拟计算与讨论. 孔隙流体压力 p_w 是指断层上的流体压力(Turcotte, Schubert, 1982). 如果断层上没有孔隙流体作用,则断层面发生错动所需的剪切力遵从阿蒙顿定律,即

$$\tau = f_s |\sigma|$$

其中, f_s 为断层上的摩擦系数, σ 为断层面上的正应力. 如果断层上含流体,则断层错动的阿蒙顿定律可以改写为

$$\tau = f_s |\sigma - p_w|$$

其中, p_w 为孔隙流体压. 这个公式表明,如果断层是含流体的,则断层面发生错动所需要的剪力,要比断层面上无流体时发生错动所需的剪力要小得多. 根据上述定律可以推断出,如果向一个干燥断层上注水,则该断层的断层面上由于有孔隙流体的作用,发生错动所需的剪应力要小得多. 因而,注水以前断层可能经过长时间的应力积累才发生一次较显著的错动;而注水以后,断层在短期积累应力后,就通过小地震将能量释放掉. 这就是说,向干燥断层中注水可以使断层减少发生大震的机会. 但上述过程没有被实践所证实(Turcotte, Schubert, 1982).

虽然孔隙流体问题目前尚在探索之中,但孔隙流体在地震断层的活动中所起到的显著作用是不容忽视的. 本文对孔隙压在构造块体成组孕震中所起的作用进行了初步的讨论.

1 孔隙流体传输的模拟

本研究在构造块体成组孕震模型的基础上给出了孔隙流体对系统地震活动的影响,所

采用的模型为含有 6 个断层带、每个断层上含有 8 个潜在震源区的构造模型(简称 6×8 非线性动力学模型)(张国民等, 1993; 李丽等, 1997). 所谓 6×8 模型是用一个 Maxwell 体与一个阻尼器串联构成一个基本元件, 8 个基本元件并联形成一个地震带,然后将 6 个同样结构的地震带串联形成一个含有 48 个震源体的由弹簧、滑块、阻尼器构成的网络系统. 另外,在相邻的两个地震带上,各对基本元件之间布设一个由弹簧和阻尼器组成的耦合元件,用以耦合两个相邻地震带上的应力. 模型及模型中各元件的编号如图 1 所示. 当给定边界作用和内部各种地质参数后,这个含有 48 个潜在震

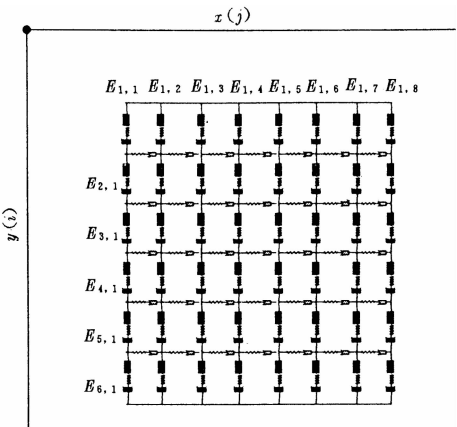


图 1 模型系统构造示意图

源区的模型经过迭代运算,可产生一系列地震活动.所产生的地震在空间上成带分布,在时间上成丛活动且有较明显的准周期特征.从地震的时序图上看,模型地震可分成若干个活动时段和平静时段.在各活跃时段中,地震频次随时间呈指数型增长,且不同活跃时段的地震活动主体地区各不相同,即模型地震在空间上有明显的迁移特征.

模型计算结果表明,这样一个含有 6 个地震带、48 个潜在震源区的孕震模型产生出的地震在时、空、强分布上具有明显的类似于中国大陆地震活动的特征,因而值得进行深入的模拟和分析.本研究是在 6×8 模型的基础上加入孔隙流体作用,以期得到孔隙流体对模型系统中地震活动的影响.

1.1 扩散方程的解法与检验

模型中假设孔隙流体的传播是按扩散方程进行的,即

$$S = \frac{\partial P}{\partial t} = K_x \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + K_y \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + A$$

其中, S 是孔隙压的时间传导系数, K_x 和 K_y 分别为沿着 x 和 y 方向的传导系数, A 是水源项.

显式解法取

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_{i,j}}{\partial x} &= \frac{P_{i,j+1} - P_{i,j}}{\Delta x} & \frac{\partial P_{i,j}}{\partial y} &= \frac{P_{i,j+1} - P_{i,j}}{\Delta y} \\ \frac{\partial^2 P_{i,j}}{\partial x^2} &= \frac{P_{i,j+1} + P_{i,j-1} - 2P_{i,j}}{(\Delta x)^2} & \frac{\partial^2 P_{i,j}}{\partial y^2} &= \frac{P_{i,j+1} + P_{i,j-1} - 2P_{i,j}}{(\Delta y)^2} \\ \frac{\partial P_{i,j}}{\partial t} &= \frac{P_{i,j}^{(t+1)} - P_{i,j}^{(t)}}{\Delta t} \end{aligned}$$

则可给出图 1 模型所示的第 i 行第 j 列元件 $E_{i,j}$ 在 $(t+1)$ 时刻的孔隙水压为

$$\begin{aligned} P_{i,j}^{(t+1)} &= \frac{\Delta t \cdot K_x}{S(\Delta y)^2} [P_{i+1,j} + P_{i-1,j} - 2P_{i,j}]^{(t)} + \frac{\Delta t \cdot K_y}{S(\Delta x)^2} \times \\ &\quad [P_{i+1,j} + P_{i-1,j} - 2P_{i,j}]^{(t)} + 2P_{i,j}^{(t)} + \frac{\Delta t}{S} A_{i,j} \end{aligned}$$

其中, $P_{i,j}$ 是第 (i,j) 个元件上的孔隙流体压, $i=1 \cdots 6$ 为 y 方向, $j=1 \cdots 8$ 为 x 方向.

隐式解法是取第 (i,j) 元件上的孔隙压为 $\alpha P_{i,j}^{(t+1)} + (1-\alpha)P_{i,j}^{(t)}$, 其中 α 为 $[0, 1]$ 的任意实数, 则孔隙流体的扩散方程可以改写成

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{S}{\Delta t} + 2\alpha \left[\frac{K_x}{(\Delta y)^2} + \frac{K_y}{(\Delta x)^2} \right] \right\} P_{i,j}^{(t+1)} &+ \left[-\frac{K_x}{(\Delta y)^2} \alpha \right] P_{i+1,j}^{(t+1)} + \left[-\frac{K_x}{(\Delta y)^2} \alpha \right] P_{i-1,j}^{(t+1)} + \\ &\left[-\frac{K_y}{(\Delta x)^2} \alpha \right] P_{i,j+1}^{(t+1)} + \left[-\frac{K_y}{(\Delta x)^2} \alpha \right] P_{i,j-1}^{(t+1)} = \left\{ \frac{S}{\Delta t} - 2(1-\alpha) \frac{K_x}{(\Delta y)^2} + \right. \\ &2(1-\alpha) \frac{K_y}{(\Delta x)^2} \left. \right\} P_{i,j}^{(t)} + \left[\frac{K_x}{(\Delta y)^2} (1-\alpha) \right] P_{i+1,j}^{(t)} + \left[\frac{K_x}{(\Delta y)^2} (1-\alpha) \right] P_{i-1,j}^{(t)} + \\ &\left[\frac{K_y}{(\Delta x)^2} (1-\alpha) \right] P_{i,j+1}^{(t)} + \left[\frac{K_y}{(\Delta x)^2} (1-\alpha) \right] P_{i,j-1}^{(t)} + A_{i,j} \end{aligned}$$

此公式等号的左边为系统中任何一个元件上在 $t+1$ 时刻孔隙流体压的表达式, 等号的右边为 t 时刻孔隙流体压的表达式, 因此, 当给定流体参数以后, 通过迭代运算可以得到任一时刻任一元件上的孔隙流体压.

采用镜像边条件对上述两种结果进行检验发现, 在有水源的情况下, 当迭代次数较多时, 即当时间足够长以后, 显式计算结果出现振动, 而隐式结果则平稳收敛.

1.2 地震发生时孔隙流体压的变化

Brace 和 Byerlee(1996) 提出粘滑不稳定性是浅源地震的机制. 地壳岩石是一种多孔介质, 流体对岩石的作用可分为两种: 一种是纯力学性质的直接作用, 如水库注水可诱发地震; 另一种是流体的入侵改变了岩石的性质, 而引起岩石在强度上发生了变化. 流体的这种非力学性质的作用, 主要表现为岩体孔隙压较小时流体的进入导致岩石强度减小、岩石的摩擦特征发生变化(郭自强, 1989). 本文所研究的断层上孔隙流体传输和流体压传导对系统地震活动的影响, 主要是针对后一种作用进行模拟.

施行觉和 Wang(1986)通过水在断层上的扩散试验指出, 水压的增加使岩体有效正应力下降, 而应力转移又使剪应力增加. 由孔隙流体扩散引起的这两种作用的共同结果, 产生了弱化断层的不稳定性.

郭自强等(1989)给出高围压情况下, 干燥岩样与含水湿岩样发生滑移时的临界应力分别为 98.4 MPa 和 80.5 MPa. 这说明虽然在孔隙水迅速侵入岩体时, 可能在导致岩石弱化的同时也引起岩石硬化, 但在粘滑事件中这种硬化效应是次要的因素. 此实验的结果表明, 孔隙流体的入侵主要使岩石发生弱化, 岩石的强度在孔隙流体的作用下减少 18% 左右.

1.3 孔隙流体作用的模拟

要使用隐式解法研究上述模型发生破裂后, 孔隙流体压的变化对系统中地震活动的影响, 还需要对系统中某一元件发生破裂后, 该元件、该元件周围各元件及整个系统中所有元件上的孔隙流体压的变化进行设定, 即给出当某元件发生破裂后, 该元件及周围元件乃至系统所有元件上孔隙流体压的增减与变化幅度. 根据实验室研究的结果, 本研究假定, 当一基本元件发生破裂后, 滑块的错动将该元件中的孔隙水挤压到周围 4 个元件上; 当滑块停止滑动后, 相当于基本元件上留下一个“裂纹”, 这样, 周围的水又会流回到破裂元件. 因此, 每当系统中有一元件发生破裂, 其周围元件上的孔隙流体压就发生一次调整. 经过一定的时段后, 下次破裂发生. 如此往复.

根据上述思路, 本研究设计了一种孔隙压传播模式, 即当模型中某一个元件发生了破裂, 其孔隙流体压降低 10 MPa, 周围孔隙流体压分别升高 2.5 MPa, 而系统中其它元件的孔隙流体压不变. 由于只是观察当一个元件破裂后, 系统其它元件上孔隙流体压的变化, 因此所取的幅度较大、时间较长. 为了观察方便, 设定第 4 带上的第 4 个元件($E_{4,4}$)发生了破裂. 由于这个系统是对称的, 所以图 2 只给出部分元件上的孔隙流体压变化曲线. 从图中可以看到, 当系统中某个元件发生破裂后, 孔隙流体压受到较大影响的元件, 主要位于破裂元件所在的地震带及其附近的两个地震带上. 这些水压变化曲线同时也说明, 只要选择较合适的传播系数, 系统中任何一个元件破裂引起的系统各元件上的孔隙流体压变化都将比较平稳. 一个元件破裂后, 各元件都处于孔隙流体压的调整阶段.

将孔隙流体压的变化应用到 6×8 个元件的弹簧-滑块-阻尼器组合模型中, 就是相当于元件的破裂强度直接受到影响. 根据含流体断层错动的阿蒙顿定律, 假设无水情况下基本元件的破裂强度 $S_{i,j}$ 与孔隙流体压 $P_{i,j}$ 具有简单的耦合关系, 即元件的破裂强度变为 $S'_{i,j} = S_{i,j} - P_{i,j}$, 称 $S'_{i,j}$ 为基本元件的视破裂强度. 同时规定, 孔隙流体压下降为负, 上升为正. 这样, 当一个元件发生破裂后, 其中的水被挤压出来, 该元件的破裂强度上升, 而周围几个元件因有孔隙流体的挤入而视破裂强度下降.

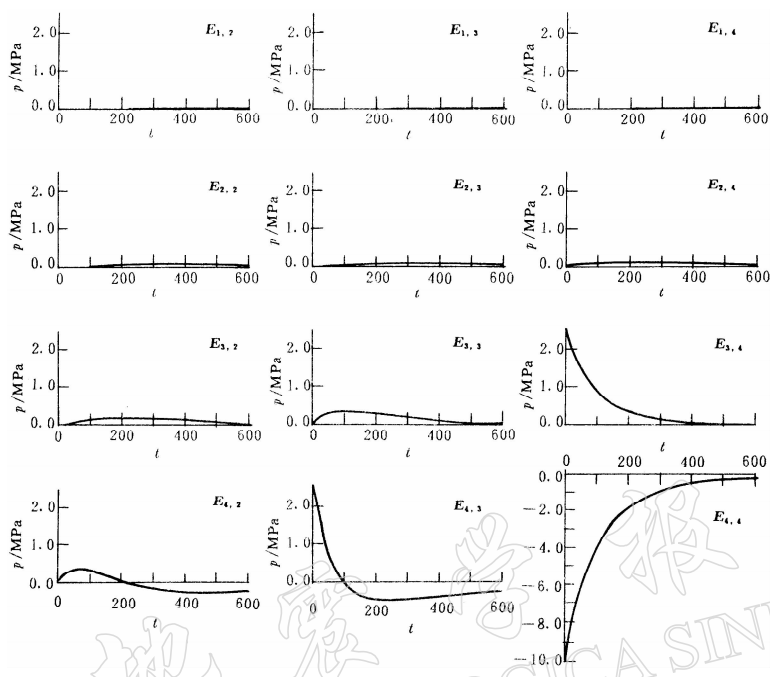


图 2 模型 4 中流体的传播曲线(其中时间为系统相对时间)

假设系统的水处于全封闭状态，既无新水源也无水的交换。当某一元件发生破裂后，该元件的孔隙流体压下降幅度为该元件固有破裂强度的 $1/n$ ，而周围元件上的孔隙流体压均升高各自元件孔隙流体压的 $1/4n$ (不论周围有几个元件)。 n 值标志整个孕震系统中孔隙流体作用的强弱，称为系统液压特征值。

取 $n=10$ ，即破裂元件上孔隙流体压的变化为该元件固有破裂强度的 10%。对系统进行了 600 个时间点的计算。其中，取定 $K_x:K_y=1:3$ ，即孔隙流体在带内的元件间传播比在带间元件间传播要快。

在运算时，系统采用镜像边条件，即所用到的边界以外的元件 (如 $P_{0,j}$, $P_{7,j}$, $P_{i,0}$, $P_{i,9}$) 上的孔隙压用边界元件内侧的元件 (即 $P_{2,j}$, $P_{5,j}$, $P_{i,2}$, $P_{i,7}$) 上的孔隙压代替，即在运算中取

$$\begin{aligned} P_{6+1,j} &= P_{6-1,j} = P_{5,j} & P_{1-1,j} &= P_{1+1,j} = P_{2,j} \\ P_{i,8+1} &= P_{i,8-1} = P_{i,7} & P_{i,1-1} &= P_{i,1+1} = P_{i,2} \end{aligned} \quad (i = 1, \dots, 6; j = 1, \dots, 8)$$

2 孔隙流体作用对系统地震活动的影响

在模型模拟中，当已知某孕震体上的应力降为 $\Delta\sigma_{i,j}$ 时，该孕震体破裂产生的能量为 $W_{i,j} = \frac{\Delta\sigma_{i,j}^2}{2E_{i,j}}$ 。其中， $E_{i,j}$ 为该孕震体的弹性模量。此次破裂的震级为 $M_{i,j} = c + \lg(W_{i,j})$ 。其中， c 为一常数。

图 3 是无孔隙流体与有孔隙流体作用时，系统在 600 个时间点内地震活动的 $M-t$ 图。由图 3 可见，在 $t < 200$ 时段内，孔隙流体对系统地震活动的时间特征和发震震级没有显著

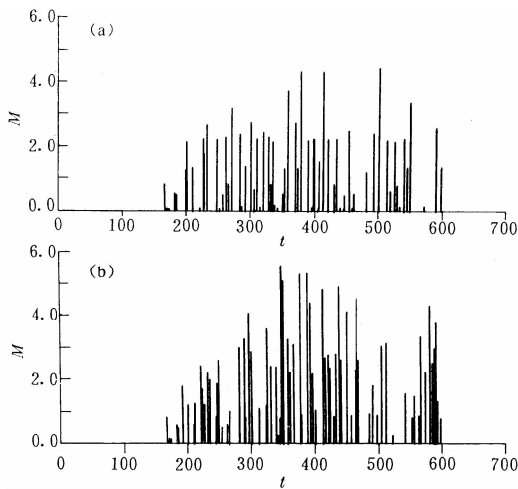


图 3 无孔隙流体作用(a)和有孔隙流体作用(b)时系统的 $M-t$ 图(其中时间为系统相对时间)

表 1 给出 6×8 网络模型在有孔隙流体和无孔隙流体作用时,各震级档上地震的频次分布.从表 1 中可以看到,有孔隙流体作用时,模型系统地震频次增加了 18%.两种情况下,3 级以下地震频次相近,而 3 级以上地震活动在频次上有明显的差异.在有孔隙流体作用的模型中发生了 4 次 5~6 级地震,而无孔隙流体的系统在此时段中,地震活动的最高震级为 5 级.这说明孔隙流体使模型系统地震活动明显增强.

图 4 给出系统在有孔隙流体和无孔隙流体作用下累计频次(N)、累积能量和 b 值的对比曲线.其中标有①的曲线为无孔隙流体作用情况下的曲线,标有②的曲线为有孔隙流体作用下的曲线.图 4 表明,有孔隙流体作用时,系统地震频次和能量都积累得较快.同时也表明,孔隙流体对系统作用的时间越长,流体压对系统中地震活动的影响就越大.图 4c 表明有孔隙流体作用时 b 值略低于无流体情况.

b 值是根据最小二乘法(梅世蓉等,1993)计算得到的.1968 年美国科学家进行的单轴和三轴压力实验表明, b 值与岩石类型和应力状态有关(Scholz,1968).我国方亚如等在研

表 1 无孔隙流体作用和有孔隙流体作用下模型系统地震活动频次对比

震级档	无孔隙流体时 地震频度	有孔隙流体时 地震频度
$0 < M \leq 1$	53	54
$1 < M \leq 2$	16	22
$2 < M \leq 3$	28	28
$3 < M \leq 4$	4	8
$4 < M \leq 5$	3	7
$5 < M \leq 6$	0	4
$6 < M \leq 7$	0	0
合计	104	123

究的影响.当时间足够长以后,孔隙流体在系统中的作用逐渐显露.在 $t > 250$ 以后,图 3a 和图 3b 表现出明显的差异.有孔隙流体作用的系统中,地震活动节奏加快、平均震级加大、高震级地震增多.

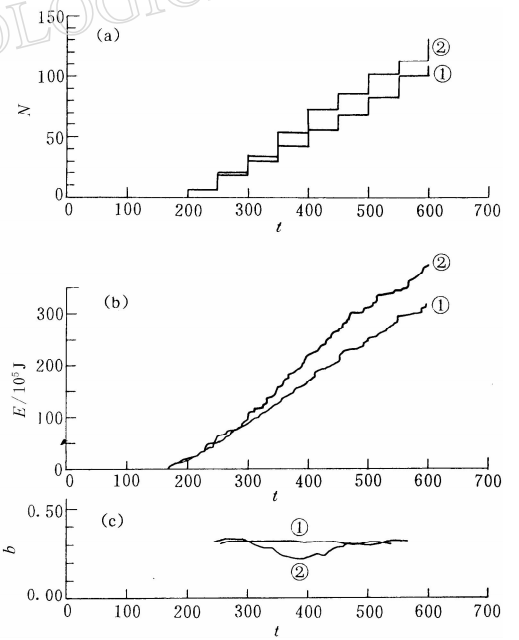


图 4 无孔隙流体作用和有孔隙流体作用时系统累计频次(a)、累积能量(b)和 b 值(c)曲线(其中时间为系统相对时间)

究含水岩石破裂过程中声发射的 b 值时发现, 含水大理石声发射的 b 值随应力增加而增加(梅世蓉等, 1993). 本文所用的由弹簧、滑块和阻尼器组成的模型中加入孔隙流体, 相当于减少孕震体的破裂强度, 亦即相当于系统内部应力降低, 因而, 模型系统的 b 值应比无孔隙流体作用时略低. 这与实验结果一致.

图 5 是在 600 个时间点内有孔隙流体作用与无孔隙流体作用时, 系统中地震活动频次的空间分布图. 有孔隙流体作用时, 除第 5 地震带以外, 其它地震带上地震活动频次都明显增多, 一部分震源体上地震频次增多, 一部分震源体上地震频次减少. 这说明孔隙流体对地震活动空间分布的影响是不均衡的. 从总体上看, 孔隙流体的作用使系统地震活动增强、增多, 但这种增强并不是平均地增加到各地震带或各震源区上的, 而是以一种涨落的方式分布于这个系统之中.

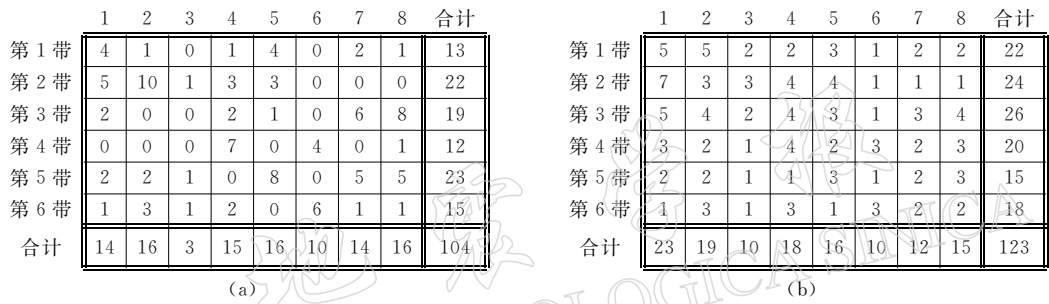


图 5 无孔隙流体作用(a)和有孔隙流体作用(b)时系统地震频次空间分布图

孔隙流体在模型系统中的扩散与流体压在系统中的传播, 使地震活动时空分布的复杂性进一步增加, 为模型地震的预测添加了新的困难.

另外, 变动系统液压特征值 n 的取值, 可得到与上述结果类似的一系列地震活动图象. n 越小, 即某一元件破裂时, 其周围元件上的孔隙流体压升高幅度占各自破裂强度的百分比越大, 系统发生的破裂次数越大, 震级较高的地震越多, 最大震级也越大. 这说明, 如果系统 n 越小, 则系统越接近失稳状态. 由于此模型在设计中是无水源的密闭系统, 且各元件之间是全连通的, 所以不会出现因水压作用不断减少某一元件的视破裂强度而该元件不断发震的情况. 随着孔隙流体作用的强度增大, 系统中地震活动累计频度及能量累计曲线的坡度也增大. 这说明孔隙流体对系统的作用越强, 则系统中破裂次数与破裂强度越大. 对 b 值的计算表明, n 越大, b 值越小.

上述分析表明, 此模型的孔隙流体边界条件设计比较合理, 因而, 对该模型进行进一步的研究与讨论十分必要. 用孔隙流体压进行模型地震的研究还需要进一步分析地震活动的时空变化, 尤其是应将有水与无水状态下及无水、有水与突然有水状态下地震的时空分布做进一步的研究与计算.

3 结论

孔隙流体的加入对模型中破裂活动的时、空、强特征都产生深刻的全面影响. 孔隙流体对模型系统中各震源区地震活动的作用十分突出. 孔隙流体在弹簧-滑块-阻尼器组合系统中的传播特征, 主要是通过对液体扩散方程的隐式解进行单元离散化而得到的. 扩散方

程的显式解法比较简便,但时间足够长或时间间隔较大会使计算结果离散,因而不适用于长时间的模拟计算.在3种边条件下对扩散方程的隐式解进行了检验,结果表明,隐式解十分适合 6×8 元件的弹簧-滑块-阻尼器组合系统,但计算量比较大,且每进行一次孔隙流体压的计算都需解一次 48×48 方程组.模型中设定元件破裂引发该元件上孔隙流体压减小,附近几个元件上孔隙流体压同时分别增大减小量的四分之一,并以此为初始情况对扩散方程的解进行检验.在对镜像边条件和破裂后孔隙流体传播形式等进行规定后,根据阿蒙顿定律将孔隙流体压与元件上的应力叠加,进行迭代计算就得到了有孔隙流体作用的 6×8 模型系统的地震活动图象.根据对所得图象的分析,孔隙流体对模型中地震活动的时、空、强特征都有很强的影响.元件上孔隙流体压与元件固有破裂强度的比值越大,系统受孔隙流体压的影响就越强,破裂的频度和强度越大.通过对系统中孔隙流体作用的数值模拟,可进一步了解孔隙流体压在系统破裂中起到的作用,因而可从理论上深入研究断层上水压对地震区中破裂活动的影响.

孔隙流体在系统中发生地震后产生的影响及传播模式还有待进一步分析与计算,水压的作用也需要深入计算讨论.另外,孔隙流体作用参数 n 的取值范围也值得从实验和理论角度深入探讨.

本研究得到杜建国研究员的帮助,在此表示感谢.

参 考 文 献

- 郭自强,施行觉,王其允. 1989. 水对岩石粘滑特征的影响. 地球物理学报, **32**(增刊): 307~311
- 李丽,张国民,石耀霖. 1997. 大陆地震的动力学模型研究. 地震, **17**(2): 133~141
- 梅世蓉,冯德益,张国民,等. 1993. 中国地震预报概论. 北京:地震出版社, 65~69
- 施行觉, Wang C Y. 1986. 水的扩散与断层的粘滑. 中国地震, **2**(3): 14~20
- Turcotte D L, Schubert G 著. 1982; 韩贝传,詹贤鏊等译. 1989. 地球动力学. 北京:科学出版社, 341~343
- 张国民,耿鲁明,石耀霖. 1993. 中国大陆强震轮回活动的计算机模型研究. 中国地震, **9**(1): 20~32
- Blanpied M L, Lockner D A, Byerlee J D. 1992. An earthquake mechanism based on rapid sealing of faults. *Nature*, **35**: 8 574~8 578
- Brace W F, Byerlee J D. 1996. Stick-slip as a mechanism for earthquakes. *Science*, **153**: 990~992
- Brune J N, Henyey T L, Roy R F. 1969. Heat flows, stress and rate of slip along the San Andreas fault, California. *J Geophys Res*, **74**: 3 821~3 827
- Byerlee J. 1990. Friction, overpressure and fault normal compression. *Geophys Res Lett*, **17**: 2 109~2 112
- Henderson J R, Maillot B. 1996. The influence of fluid flow in fault zones on patterns of seismicity: A numerical investigation. *J Geophys Res*, **102**(B2): 2 915~2 924
- Hickerman S H. 1991. Stress in the lithosphere and the strength of active faults. *Rev Geophys*, (Suppl): 759~775
- Lachenbruch A H, McGarr A. 1990. Stress and heat flow in the San Andreas fault system. *U S G S Prof Paper*, (1515): 261~277
- Mount V S, Suppe J. 1987. State of stress near the San Andreas fault: Implication for wrench tectonics. *Geology*, **15**: 1 143~1 146
- Oppenheimer D H, Reasonberg P A, Simpson R W. 1988. Fault plane solutions for the 1984 Mrogan Hill, California, earthquake sequence: Evidence for the state of stress on the Calaveras fault. *J Geophys Res*, **93**: 9 007~9 026
- Rice J R. 1992. Fault stress states, pore pressure distribution and the weakness of the San Andreas fault. *Earthquake Mechanics and Transport Properties of Rocks*. London: Academic Press, 475~503
- Scholz C H. 1968. The frequency-magnitude relation of micro-fracturing in rock and its relation to earthquake. *Bull Seism Soc Amer*, **58**: 987~994
- Zoback M D, Zoback M L, Mount V S, et al. 1987. New evidence on the state of stress of the San Andreas fault system. *Science*, **238**: 1 105~1 111