

文章编号:1007-4708(2011)03-0423-07

基于显式有限元方法的两相介质 弹塑性动力反应计算分析

李亮^{*1}, 杜修力¹, 赵成刚², 翟威¹

(1. 北京工业大学 城市与工程安全减灾省部共建教育部重点实验室, 北京 100124;

2. 北京交通大学 土木建筑工程学院, 北京 100044)

摘要:针对增量形式的流体饱和两相多孔介质弹塑性波动方程组,运用基于显式逐步积分格式的时域显式有限元方法对该波动方程组进行求解,并应用基于 SMP 破坏准则的弹塑性动力本构模型描述两相介质的动力反应性质,对两相介质在输入地震波作用下的弹塑性动力反应进行计算和分析,将计算结果与相应的弹性动力反应的计算结果进行对比;对本文应用的弹塑性动力本构模型进行参数研究,揭示模型参数的取值对两相介质弹塑性动力反应计算结果的影响。计算结果表明:两相介质弹塑性位移反应与相应的弹性位移反应具有较为显著的差别,表现为二者的峰值与反应时程的波形均有比较明显的差异;本文应用的弹塑性本构模型中的塑性势参数的取值对于两相介质弹塑性位移反应的计算结果具有显著的影响,而初始加载和卸载与重新加载阶段的硬化参数的比值仅影响动力反应结束后的塑性变形的幅值。本文工作表明,时域显式有限元方法是进行流体饱和两相多孔介质弹塑性动力反应计算分析的一种有效的方法。

关键词:流体饱和两相多孔介质;弹塑性;动力反应;时域显式有限元方法;基于 SMP 破坏准则的动力本构模型

中图分类号:TU435 **文献标志码:**A

1 引言

两相介质在入射地震波作用下的弹塑性动力反应的计算分析是土动力学中的重要研究课题之一,具有较为重要的理论和学术意义。由于两相介质弹塑性动力问题的复杂性,大多数问题必须采用数值方法进行求解。现阶段求解两相介质动力问题的数值计算方法以有限元方法为主,而现有的有限元方法多为隐式方法^[1]或者隐-显式方法^[2]。这些方法由于在每一个计算的时间分步中都要求解一个耦合的线性方程组,当所求解的问题自由度数目巨大时,其计算工作量将非常巨大,所占用的计算机内存空间和需要消耗的计算时间都将极为可观。因此,对于包括两相介质弹塑性动力反应分析在内的复杂动力问题而言,具有较高计算效率的显式有限元方法是发展趋势^[3]。赵成刚等^[4]应用中

心差分法和 Newmark 常平均加速度法相结合的逐步积分格式,并结合局部透射人工边界条件^[5],提出了两相多孔介质弹性动力反应计算分析的时域显式有限元方法。王进廷等^[6]建立了两相介质弹性动力问题求解的另一种显式逐步积分格式。上述两种方法的共同特点是采用了解耦技术,只需要单元刚度矩阵而不需要组集系统的总体刚度矩阵,计算过程不需要求解耦联方程组,因而可以有效地节省计算机内存空间,并显著提高计算效率。笔者在上述方法的基础上,进一步建立了两相介质弹塑性动力问题计算分析的显式有限元方法^[7]。本文将应用该方法并采用基于 SMP 破坏准则的弹塑性动力本构模型^[8]进行两相介质在入射地震波作用下的弹塑性动力反应的计算分析,以揭示两相介质弹塑性动力反应的特点和规律;然后对本文应用的弹塑性动力本构模型进行参数研究,揭示模型参数的取值对两相介质弹塑性动力反应计算结果的影响。

2 两相多孔介质弹塑性波动方程组

笔者针对平面问题,推导得到了如下增量形式的流体饱和两相多孔介质的弹塑性波动方程组^[9]:

收稿日期:2009-07-20;修改稿收到日期:2010-01-20.

基金项目:国家自然科学基金重大研究计划(90715035);国家重点基础研究发展计划 973 计划(2007CB714203);北京市科技新星计划(A类)(2008A016);2011年度北京市属高校中青年骨干人才项目(PHR20110808)资助。

作者简介:李亮*(1975-),男,副研究员
(E-mail: liliang@bjut.edu.cn).

$$\begin{aligned}
& k_{11} \frac{\partial^2 (du_x)}{\partial x^2} + (k_{13} + k_{31}) \frac{\partial^2 (du_x)}{\partial x \partial y} + k_{33} \frac{\partial^2 (du_x)}{\partial y^2} + \\
& k_{13} \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial x^2} + (k_{12} + k_{33}) \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial x \partial y} + k_{32} \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial y^2} + \\
& E_w \left\{ (1-n) \left[\frac{\partial^2 (dU_x)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (dU_y)}{\partial x \partial y} \right] + \right. \\
& \left. \frac{(1-n)^2}{n} \left[\frac{\partial^2 (du_x)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial x \partial y} \right] \right\} - \\
& b \left[\frac{\partial (du_x)}{\partial t} - \frac{\partial (dU_x)}{\partial t} \right] = (1-n) \rho_s \frac{\partial^2 (du_x)}{\partial t^2} \quad (1)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& k_{31} \frac{\partial^2 (du_x)}{\partial x^2} + (k_{21} + k_{33}) \frac{\partial^2 (du_x)}{\partial x \partial y} + k_{23} \frac{\partial^2 (du_x)}{\partial y^2} + \\
& k_{33} \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial x^2} + (k_{23} + k_{32}) \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial x \partial y} + k_{22} \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial y^2} + \\
& E_w \left\{ (1-n) \left[\frac{\partial^2 (dU_x)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 (dU_y)}{\partial y^2} \right] + \right. \\
& \left. \frac{(1-n)^2}{n} \left[\frac{\partial^2 (du_x)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial y^2} \right] \right\} - \\
& b \left[\frac{\partial (du_y)}{\partial t} - \frac{\partial (dU_y)}{\partial t} \right] = (1-n) \rho_s \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial t^2} \quad (2)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& E_w \left\{ n \left[\frac{\partial^2 (dU_x)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (dU_y)}{\partial x \partial y} \right] + \right. \\
& \left. (1-n) \left[\frac{\partial^2 (du_x)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial x \partial y} \right] \right\} + \\
& b \left[\frac{\partial (du_x)}{\partial t} - \frac{\partial (dU_x)}{\partial t} \right] = n \rho_f \frac{\partial^2 (dU_x)}{\partial t^2} \quad (3)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& E_w \left\{ n \left[\frac{\partial^2 (dU_x)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 (dU_y)}{\partial y^2} \right] + \right. \\
& \left. (1-n) \left[\frac{\partial^2 (du_x)}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 (du_y)}{\partial y^2} \right] \right\} + \\
& b \left[\frac{\partial (du_y)}{\partial t} - \frac{\partial (dU_y)}{\partial t} \right] = n \rho_f \frac{\partial^2 (dU_y)}{\partial t^2} \quad (4)
\end{aligned}$$

上述波动方程组以两相介质中固相和液相的位移增量 du_i 和 dU_i ($i = x, y$) 为基本未知量, 式中的 b 为渗流阻尼系数, n 为两相介质的孔隙率, ρ_s 和 ρ_f 分别为两相介质中固相和液相的质量密度, E_w 为液相的体变模量。上述波动方程组的建立是基于固相骨架材料如下形式的弹塑性本构关系:

$$\begin{Bmatrix} d\sigma_x \\ d\sigma_y \\ d\tau_{xy} \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} k_{11} & k_{12} & k_{13} \\ k_{21} & k_{22} & k_{23} \\ k_{31} & k_{32} & k_{33} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} d\epsilon_{xx} \\ d\epsilon_{yy} \\ d\gamma_{sxy} \end{Bmatrix} \quad (5)$$

式中 k_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) 为弹塑性刚度系数。

3 两相多孔介质弹塑性动力反应分析的时域显式有限元方法

本文在文献[4]方法的基础上, 进一步建立了

两相介质弹塑性动力问题计算分析的时域显式有限元方法。该方法中, 计算每一离散时间段内动力反应的逐步积分格式列出如下:

$$\begin{aligned}
\{du_i^{p+1}\} &= \{du_i^p\} + \Delta t \{d\dot{u}_i^p\} + \frac{\Delta t^2}{2} M_{ui}^{-1} \times \\
& \left[\sum_{l=1}^4 \{df_{ui}^{l,p}\} - \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 C_{ij}^l (\{d\dot{u}_j^{l,p}\} - \{d\dot{U}_j^{l,p}\}) - \right. \\
& \left. \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{uij}^{l,p} \{du_j^{l,p}\} - \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{Uij}^l \{dU_j^{l,p}\} \right] \quad (6)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\{dU_i^{p+1}\} &= \{dU_i^p\} + \Delta t \{d\dot{U}_i^p\} + \frac{\Delta t^2}{2} M_{Ui}^{-1} \times \\
& \left[\sum_{l=1}^4 \{df_{Ui}^{l,p}\} + \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 C_{ij}^l (\{d\dot{u}_j^{l,p}\} - \{d\dot{U}_j^{l,p}\}) - \right. \\
& \left. \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{Uij}^l \{du_j^{l,p}\} - \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{Uij}^l \{dU_j^{l,p}\} \right] \quad (7)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\{d\dot{u}_i^{p+1}\} &= \{d\dot{u}_i^p\} + M_{ui}^{-1} \left\{ \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 C_{ij}^l [- (\{du_j^{l,p+1}\} - \right. \\
& \left. \{du_j^{l,p}\}) + (\{dU_j^{l,p+1}\} - \{dU_j^{l,p}\})] + \right. \\
& \left. \frac{\Delta t}{2} \left[\sum_{l=1}^4 (\{df_{ui}^{l,p+1}\} + \{df_{ui}^{l,p}\}) - \right. \right. \\
& \left. \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{uij}^{l,p+1} \{du_j^{l,p+1}\} - \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{uij}^{l,p} \{du_j^{l,p}\} - \right. \\
& \left. \left. \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{Uij}^l (\{dU_j^{l,p+1}\} + \{dU_j^{l,p}\}) \right] \right\} \quad (8)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\{d\dot{U}_i^{p+1}\} &= \{d\dot{U}_i^p\} + M_{Ui}^{-1} \left\{ \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 C_{ij}^l [(\{du_j^{l,p+1}\} - \right. \\
& \left. \{du_j^{l,p}\}) - (\{dU_j^{l,p+1}\} - \{dU_j^{l,p}\})] + \right. \\
& \left. \frac{\Delta t}{2} \left[\sum_{l=1}^4 (\{df_{Ui}^{l,p+1}\} + \{df_{Ui}^{l,p}\}) - \right. \right. \\
& \left. \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{Uij}^l (\{du_j^{l,p+1}\} + \{du_j^{l,p}\}) - \right. \\
& \left. \left. \sum_{l=1}^4 \sum_{j=1}^4 K_{Uij}^l (\{dU_j^{l,p+1}\} + \{dU_j^{l,p}\}) \right] \right\} \quad (9)
\end{aligned}$$

由式(6,7)可知, 第 $p+1$ 时段内的固相与液相的位移增量 $\{du_i^{p+1}\}$ 和 $\{dU_i^{p+1}\}$ 可以利用前一时段 p 内的位移增量和速度增量进行求解; 由式(8,9)可知, 第 $p+1$ 时段内的固相与液相的速度增量 $\{d\dot{u}_i^{p+1}\}$ 和 $\{d\dot{U}_i^{p+1}\}$ 可以由本时段内的位移增量 $\{du_i^{p+1}\}$ 和 $\{dU_i^{p+1}\}$ 以及前一时段 p 内的位移增量和速度增量求解得到。根据上述的积分格式就可以进行逐步的迭代和计算, 从而得到两相介质体系弹塑性动力反应时程的计算结果, 无须在迭代计算的每一个时间步中求解系统整体的联立方程组, 显著提高了计算求解的效率, 这正是显式积分方法的特点所在。

4 基于 SMP 破坏准则的弹塑性动力

基于 SMP(Spatial Mobilized Plane) 破坏准则,建立了一种弹塑性动力本构模型^[8],用以描述两相介质在动力荷载作用下的弹塑性动力反应的特性。限于篇幅,该模型的数学表达式见文献[8]。该模型中的主要参数为塑性势参数 h_2 和硬化参数 a_0 。为了反映两相介质在不同加载阶段动力反应特性的差别,在初始加载与卸载和重新加载阶段对硬化参数 a 分别取不同的值 a_m 和 a_r 进行计算。

5 两相多孔介质弹塑性动力反应计算分析

应用上述的时域显式有限元方法,对两相介质在输入地震波作用下的弹塑性动力反应进行计算和分析。算例的计算模型为两相多孔介质的计算区域,令地震波以压缩波的形式从其底部垂直入射,模型的计算简图如图 1 所示。本文计算所采用的

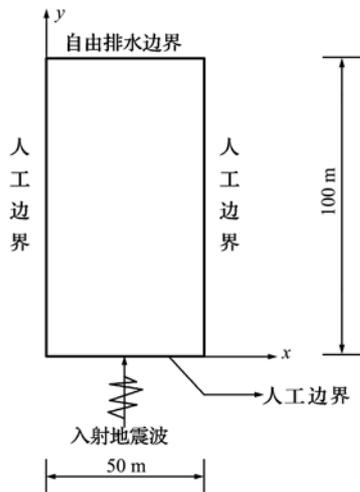


图 1 流体饱和和两相多孔介质弹塑性动力反应计算模型
Fig. 1 Calculating model for elasto-plastic dynamic response of fluid-saturated porous media

输入地震波为天津宁河地震(唐山地震的余震)南北方向分量的地震记录,持时为 19.2 s。输入地震波的位移时程和速度时程分别如图 2 和图 3 所示。采用基于 SMP 破坏准则的弹塑性动力本构模型对两相介质在输入地震波作用下的动力反应性质进行描述,迭代计算的时间步长 Δt 取为 0.002 s。

在输入地震波作用下两相介质计算区域自由面的固相位移和速度反应时程分别如图 4 和图 5 所示,而液相位移和速度反应时程分别如图 6 和图 7 所示,各图中同时给出了相应的弹性动力反应时程的计算结果以资对比。

由图 4~图 7 中给出的计算结果可知,对于两相介质计算区域自由面的位移反应时程而言,弹塑性计算结果与弹性计算结果具有较大的差异,这主要表现在:弹塑性位移反应的峰值较弹性位移反应的峰值有了明显的增大,与相应的弹性计算结果相比,正方向位移反应的峰值增大了约 38%,而负方向位移反应峰值的绝对值增大了约 62%;其次,弹塑性位移反应时程的波形与弹性位移反应时程的波形也有显著的差别,在入射地震波的输入结束后,弹塑性位移反应的时程中出现了明显的不可恢

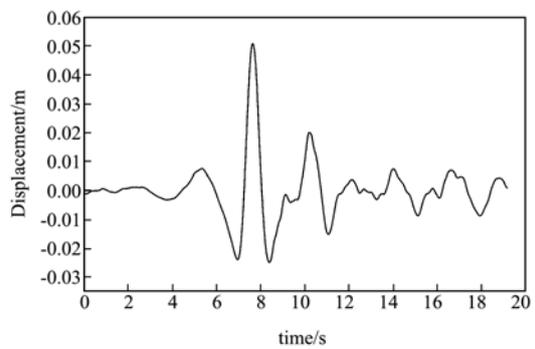


图 2 输入地震波位移时程
Fig. 2 Displacement time history of input earthquake wave

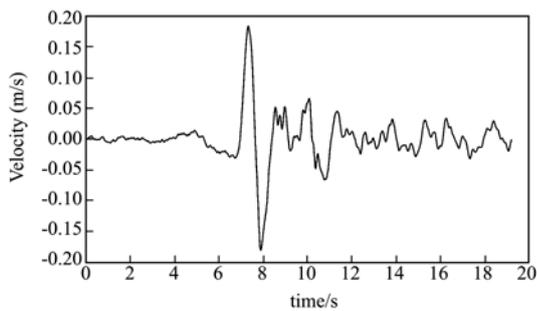


图 3 输入地震波速度时程
Fig. 3 Velocity time history of input earthquake wave

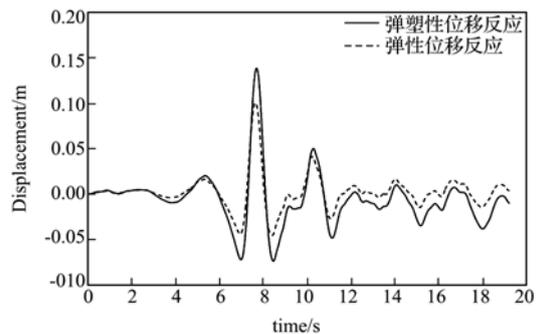


图 4 计算区域自由面固相位移反应时程
Fig. 4 Solid-phase displacement time history of free surface

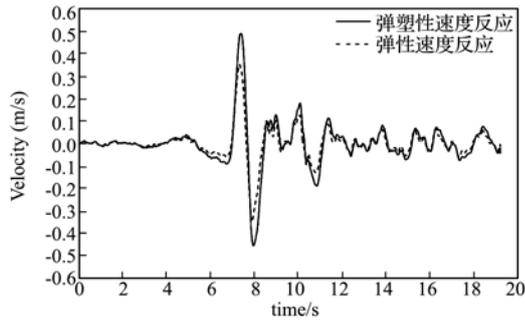


图 5 计算区域自由面固相速度反应时程

Fig. 5 Solid-phase velocity time history of free surface

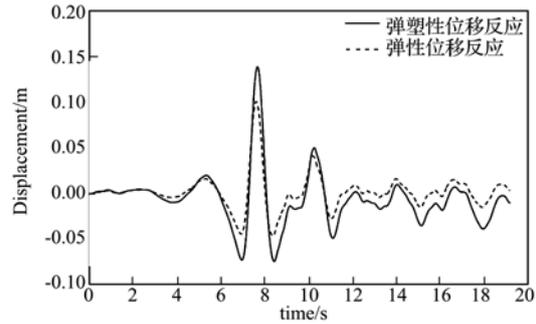


图 6 计算区域自由面液相位移反应时程

Fig. 6 Liquid-phase displacement time history of free surface

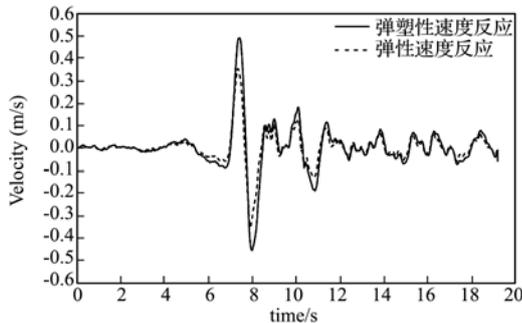


图 7 计算区域自由面液相速度反应时程

Fig. 7 Liquid-phase velocity time history of free surface

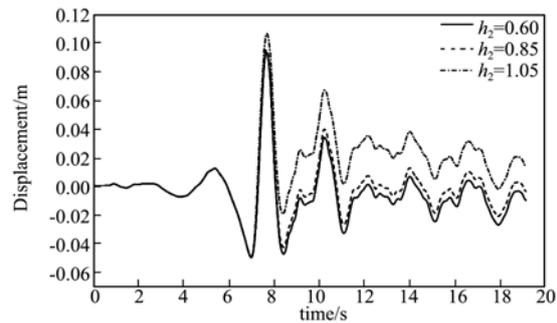


图 8 塑性势参数取值不同时固相位移反应时程对比

Fig. 8 Comparison of solid-phase displacement time history corresponding to different value of plastic potential parameter

复的塑性变形。引入一定的弹塑性本构模型,描述两相介质中的固相在动力荷载作用下刚度特性的变化,这是造成两相介质弹塑性位移反应与弹性位移反应的计算结果有较明显差异的原因。

对于两相介质计算区域自由面的速度反应时程而言,弹塑性速度反应的峰值比弹性速度反应的峰值有了一定程度的增大,与相应的弹性计算结果相比,正方向速度反应的峰值增大了约 39%,负方向速度反应峰值的绝对值增大了约 30%,但是弹塑性速度反应时程的波形与弹性速度反应时程的波形之间的差异并不显著。同时,由图 4~图 7 中给出的计算结果可以看出,两相介质中的固相与液相的弹塑性动力反应时程具有相同的变化规律。

6 弹塑性动力本构模型参数研究

对本文所应用的弹塑性动力本构模型进行参数研究,研究模型参数的取值对于两相介质弹塑性动力反应计算结果的影响。选取模型中的两个重要参数进行研究,一是塑性势参数 h_2 ,另一个是初始加载阶段与卸载和重新加载阶段硬化参数的比值 a_m/a_r 。

6.1 塑性势参数取值的影响

当塑性势参数 h_2 的取值分别为 0.60, 0.85 和

1.05 时计算得到的两相介质计算区域自由面的固相位移和速度反应时程的对比分别如图 8 和图 9 所示,而液相位移和速度反应时程的对比分别如图 10 和图 11 所示。由各图中给出的计算结果的对比可见,塑性势参数的取值对于两相介质计算区域自由面的弹塑性位移反应时程的计算结果具有显著的影响,一方面,随着塑性势参数取值的增大,计算所得的弹塑性位移反应的峰值逐渐增大,当该参数的取值为 1.05 时计算得到的弹塑性位移反应的峰值比它的取值为 0.60 时的位移反应峰值增大了约 14%;另一方面,塑性势参数的取值不同时计算得到的弹塑性位移反应时程的波形也有较为明显的不同,随着该参数取值的增大,地震波输入结束后所产生的不可恢复塑性变形的幅值逐渐增大。对于计算区域自由面的速度反应时程来说,塑性势参数取值的影响则并不显著,当该参数的取值增大时,仅是速度反应正方向的峰值略有增大,而速度反应时程的波形变化并不明显。

6.2 不同加载阶段硬化参数比值的影响

在初始加载与卸载和重新加载阶段的硬化参数的比值 a_m/a_r 分别取为 2.0, 3.0 和 4.0 的情况下

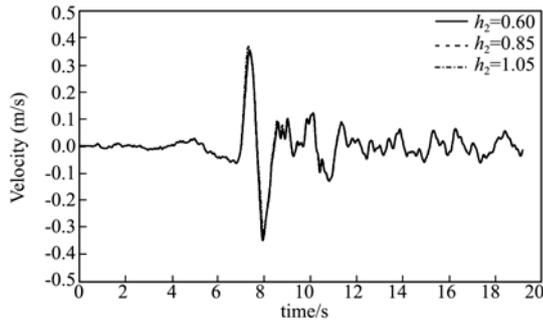


图 9 塑性势参数取值不同时固相速度反应时程对比

Fig. 9 Comparison of solid-phase velocity time history corresponding to different value of plastic potential parameter

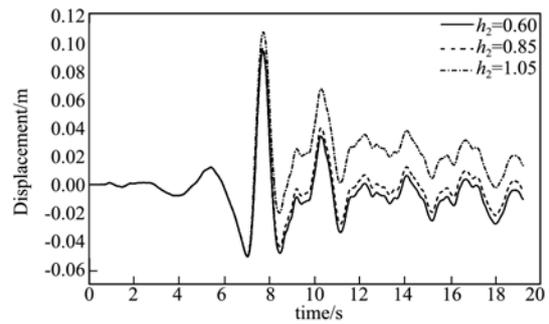


图 10 塑性势参数取值不同时液相位移反应时程对比

Fig. 10 Comparison of liquid-phase displacement time history corresponding to different value of plastic potential parameter

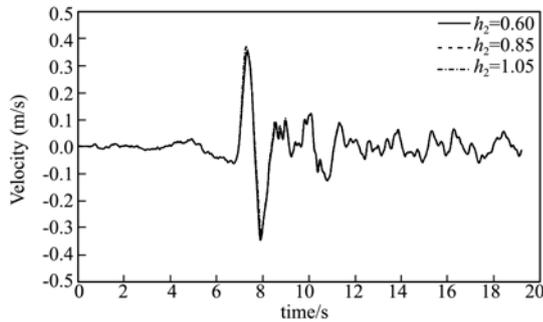


图 11 塑性势参数取值不同时液相速度反应时程对比

Fig. 11 Comparison of liquid-phase velocity time history corresponding to different value of plastic potential parameter

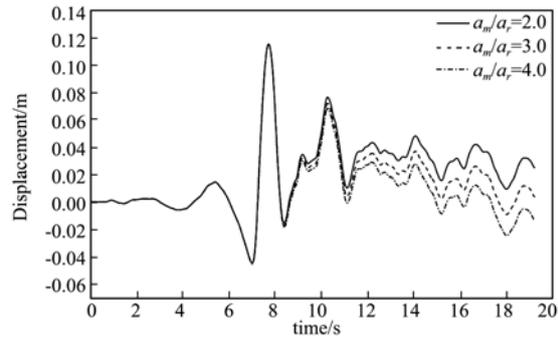


图 12 不同加载阶段硬化参数比值不同时固相位移反应时程对比

Fig. 12 Comparison of solid-phase displacement time history corresponding to different ratio of hardening parameter

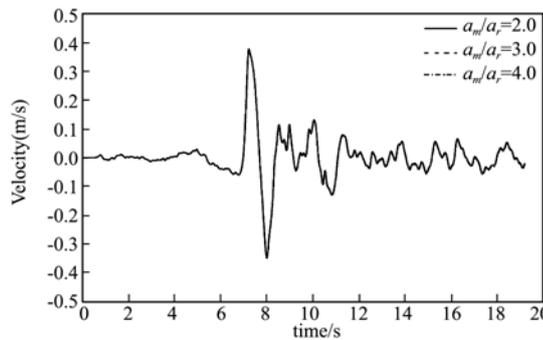


图 13 不同加载阶段硬化参数比值不同时固相速度反应时程对比

Fig. 13 Comparison of solid-phase velocity time history corresponding to different ratio of hardening parameter

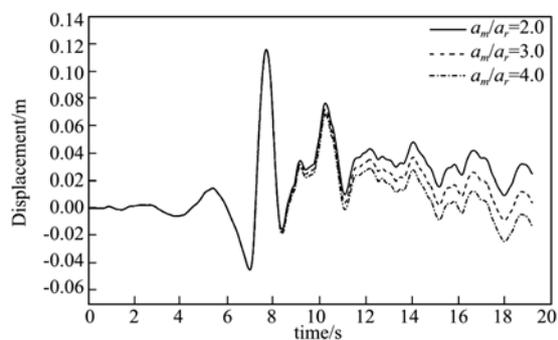


图 14 不同加载阶段硬化参数比值不同时液相位移反应时程对比

Fig. 14 Comparison of liquid-phase displacement time history corresponding to different ratio of hardening parameter

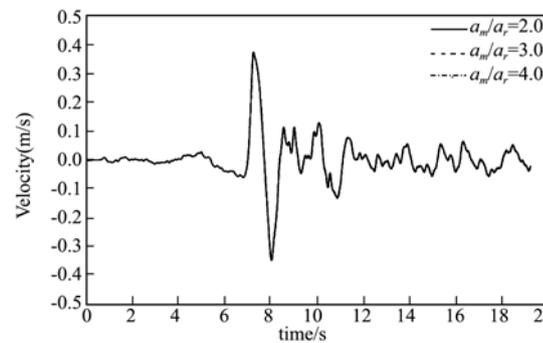


图 15 不同加载阶段硬化参数比值不同时液相速度反应时程对比

Fig. 15 Comparison of liquid-phase velocity time history corresponding to different ratio of hardening parameter

计算得到的两相介质计算区域自由面的固相位移和速度反应时程的对比分别如图 12 和图 13 所示,而液相位移和速度反应时程的对比分别如图 14 和图 15 所示。由各图中给出的计算结果的对比可知,当不同加载阶段硬化参数的比值发生改变时,两相介质弹塑性位移反应的峰值并未发生显著的变化,但是反应结束后所产生的不可恢复塑性变形的幅值发生了较为明显的变化,随着硬化参数比值的增大,塑性变形的幅值逐渐减小。这说明不同加载阶段硬化参数的比值对两相介质弹塑性位移反应的峰值并没有显著的影响,但是其对地震波输入

结束后产生的塑性变形的幅值具有比较重要的影响。当不同加载阶段硬化参数的比值发生改变时,两相介质弹塑性速度反应的变化非常微小,这说明不同加载阶段硬化参数的比值对于两相介质弹塑性速度反应计算结果的影响非常有限。

7 结 论

本文应用时域显式有限元方法和基于 SMP 破坏准则的弹塑性动力本构模型,对两相介质在输入地震波作用下的弹塑性动力反应进行了计算和分析,得到如下的几点结论。

(1) 两相介质的弹塑性位移反应峰值要大于相应的弹性位移反应的峰值;同时,弹塑性位移反应时程的波形与弹性位移反应时程的波形也有显著的差别。

(2) 对于两相介质的速度反应而言,其弹塑性计算结果和相应的弹性计算结果的差别并不明显。

(3) 本文应用的弹塑性动力本构模型中的塑性势参数的取值既要影响到两相介质弹塑性位移反应的峰值,也要对其在地震波输入结束后所产生的塑性变形的幅值产生影响。对于两相介质弹塑性速度反应的计算结果来说,塑性势参数取值的影响并不显著。

(4) 本文应用的弹塑性动力本构模型中初始加载与卸载和重新加载阶段的硬化参数的比值对于两相介质弹塑性位移反应的峰值并没有显著的影响,但是其对地震波输入结束后产生的塑性变形的幅值具有比较重要的影响;另一方面,该比值对于两相介质弹塑性速度反应计算结果的影响非常有限。

本文工作表明,时域显式有限元方法能够对两相介质在输入地震波作用下的弹塑性动力反应进行较为准确的计算,是进行两相介质弹塑性动力反应计算分析的一种有效的方法。

参考文献(References):

[1] Zienkiewicz O C, Shiomi T. Dynamic behaviour of saturated porous media; the generalized Biot formulation and its numerical solution[J]. *International Journal for Numerical and Analytical Methods in Geomechanics*, 1984, **8**(1): 71-96.

[2] Prevost J H. Wave propagation in fluid-saturated porous media: an efficient finite element procedure[J]. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 1985, **4**(4): 183-202.

[3] 杜修力, 著. 工程波动理论与方法[M]. 北京: 科学出版社, 2009. (DU Xiu-li, *Theories and Methods of Wave Motion for Engineering* [M]. Beijing: Science Press, 2009. (in Chinese))

[4] 赵成刚, 王进廷, 史培新, 等. 流体饱和两相多孔介质动力反应分析的显式有限元法[J]. *岩土工程学报*, 2001, **23**(2): 178-182. (ZHAO Cheng-gang, WANG Jin-ting, SHI Pei-xin, et al. Dynamic analysis of fluid-saturated porous media by using explicit finite element method[J]. *Chinese Journal of Geotechnical Engineering*, 2001, **23**(2): 178-182. (in Chinese))

[5] Liao Z P, Wong H L. A transmitting boundary for the numerical simulation of elastic wave propagation[J]. *Soil Dynamics and Earthquake Engineering*, 1984, **3**(4): 174-183.

[6] 王进廷, 杜修力, 赵成刚. 液固两相饱和介质动力分析的一种显式有限元法[J]. *岩石力学与工程学报*, 2002, **21**(8): 1199-1204. (WANG Jin-ting, DU Xiu-li, ZHAO Cheng-gang. Explicit finite element method for dynamic analyses of fluid-saturated porous solid [J]. *Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering*, 2002, **21**(8): 1199-1204. (in Chinese))

[7] 李 亮, 杜修力, 赵成刚, 等. 两相多孔介质弹塑性动力反应计算分析的显式有限元方法[J]. *北京工业大学学报*, 2006, **32**(9): 784-790. (LI Liang, DU Xiu-li, ZHAO Cheng-gang, et al. Explicit finite element method for calculation and analysis to the elasto-plastic dynamic response of fluid-saturated porous media [J]. *Journal of Beijing University of Technology*, 2006, **32**(9): 784-790. (in Chinese))

[8] 李 亮, 杜修力, 赵成刚, 等. 饱和砂土弹塑性动力本构模型研究[J]. *岩石力学与工程学报*, 2005, **24**(18): 3380-3385. (LI Liang, DU Xiu-li, ZHAO Cheng-gang, et al. Study on elasto-plastic dynamic constitutive model of Saturated sands [J]. *Chinese Journal of Rock Mechanics and Engineering*, 2005, **24**(18): 3380-3385. (in Chinese))

[9] 李 亮. 流体饱和两相多孔介质动力反应计算分析[D]. 北京: 北京交通大学, 2004.

Calculation and analysis of elasto-plastic dynamic response of fluid-saturated porous media based on explicit finite element method

LI Liang^{*1}, DU Xiu-li¹, ZHAO Cheng-gang², ZHAI Wei¹

(1. The Key Laboratory of Urban Security and Disaster Engineering, Beijing University of Technology, Ministry of Education, Beijing 100124, China;

2. School of Civil Engineering and Architecture, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

Abstract: In this paper, the incremental elasto-plastic wave equations of fluid-saturated porous media are solved by the time-domain explicit finite element method based on explicit step-by-step integral format. The elasto-plastic dynamic constitutive model based on SMP failure criterion is adopted to describe the dynamic property of fluid-saturated porous media. Then, the elasto-plastic dynamic response of fluid-saturated porous media under input earthquake wave is calculated and analyzed with the method and constitutive model mentioned above, and calculating results are compared with the corresponding results of elastic dynamic response. At last, the effect of constitutive model parameter value on the calculating results of elasto-plastic dynamic response of fluid-saturated porous media is studied. Calculating results show that both the peak value and the figure of time history of elasto-plastic displacement has obvious difference to those of elastic displacement; the plastic potential parameter in the constitutive model adopted in this paper has important influence on the calculating results of elasto-plastic displacement, but the ratio of hardening parameters in initial loading and unloading stage to reloading stage will only affect the amplitude of plastic deformation appears by the end of dynamic response. In the meanwhile, numerical calculations carried out in this paper indicate that the time-domain explicit finite element method is effective for the calculation and analysis of the elasto-plastic dynamic response of fluid-saturated porous media.

Key words: fluid-saturated porous media; elasto-plastic; dynamic response; time-domain explicit finite element method; dynamic constitutive model based on SMP failure criterion