

文章编号: 1000-7598 (2010) 03-0918-07

爆轰荷载作用下球空腔热流固耦合动力响应

刘干斌¹, 郑荣跃¹, 卢 正²

(1. 宁波大学 建筑工程与环境学院, 宁波 315211; 2. 中国科学院 武汉岩土力学研究所, 武汉 430071)

摘 要: 基于饱和多孔弹性介质热流固耦合动力模型(THMD)及控制方程, 研究了爆轰荷载作用下球空腔内壁面受到随时间变化热、力冲击作用下的热流固耦合动力响应。利用 Laplace 变换技术, 对控制方程进行解耦, 获得了温度、位移、孔隙水压力和应力积分形式解。采用 Laplace 逆变换得到数值结果, 分析了热流固耦合参数的影响特性, 并将热流固耦合结果与热弹性条件下的结果进行比较, 以验证热流固耦合条件下结果的正确性。

关 键 词: 球空腔; 爆轰荷载; 热流固耦合; 动力响应

中图分类号: O 347.2

文献标识码: A

Thermo-hydro-elastodynamic response of spherical hollow chamber under explosive loading

LIU Gan-bin¹, ZHENG Rong-yue¹, LU Zheng²

(1. Faculty of Architectural Civil Engineering and Environment, Ningbo University, Ningbo 315211, China;

2. Institute of Rock and Soil Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China)

Abstract: Based on a model of coupling thermo-hydro-mechanical dynamic response for a saturated poroelastic medium presented by the authors, the dynamic response of a spherical hollow chamber when subjected to a time dependent thermal/mechanical shock on the inner surface is investigated. By using Laplace transform method, the governing equation is decoupled; and the integral solutions of temperature, displacement, pore pressure and stress are derived. The numerical results are obtained by using the inverse Laplace transform method; and the results are used to analyze the influences of the coupling parameters of thermo-hydro-mechanical dynamic response. At last, the solutions are compared with those of the thermoelastic medium; and the validity of the results of the thermo-hydro-mechanical dynamic response with a spherical hollow chamber in the saturated poroelastic medium is ascertained.

Key words: spherical hollow chamber; explosive loading; coupling thermo-hydro-mechanical; dynamic response

1 引 言

在软土地基中实施爆炸将产生强振、搅拌、高温、高压等作用, 爆点周围土体处在强烈的非线性响应区。由于初始爆炸冲击波压力足够高, 介质可以发生汽化、熔化, 随着冲击波向外传播, 其压力不断衰减, 介质相继发生压碎、破裂和永久变形。当冲击波压力降低到介质响应进入线弹性响应区域时, 作用于弹性边界上的径向应力就构成向远区辐射地震波的弹性波源。张庆元等^[1]给出了当爆轰荷载呈指数衰减情况下球型空腔弹性动力响应的位移和应力解。顾文彬等^[2]通过球形装药土中爆炸的数值模拟, 研究了球形装药半无限土介质中爆炸作用

下的动力学响应、空腔的形成发展规律及鼓包的运动规律等动力学问题。尹益辉^[3]等认为, 无论是自然地震还是工程爆破中, 其震源都同时引起局部高温冲击, 虽然热传导是一个“慢过程”, 但高温冲击下的热应力波是介质响应的一个值得探讨的因素, 并在理论上给出球形空腔在随时间任意分布爆轰荷载作用下的热动力响应解。

Biot 早于 1956 年建立了耦合热弹性波动理论, 但该理论同非耦合理论一样仅能预测无限大速度的热波传播^[4]。通过引入修正的热传导定律代替传统的 Fourier 定律, Lord 和 Shulman^[5]在 1967 年建立了耦合热弹性理论, 并消除非耦合及 Biot 耦合热弹性理论仅能分析无限大速热波传播的缺陷。利用耦

收稿日期: 2008-10-22

基金项目: 国家自然科学基金项目资助(No. 40902089); 浙江省科技计划项目资助(No. 2008C31030)。

第一作者简介: 刘干斌, 男, 1976 年生, 博士, 副教授, 主要从事土动力、地基基础方面的教学和科研。E-mail: liugb76@163.com

合热弹性理论, Kundu 等^[6]无限介质中球形孔洞表面受热力源条件下的热黏弹性动力响应. Lykotrafitis 等^[7]研究了内置点源作用下的三维热弹性波动问题. Rakshit 和 Mukhopadhyay^[8]利用 L-F 变换技术, 研究了瞬时点热源作用下的二维热黏弹性动力响应问题.

大量工程实践和理论研究表明, 土体内温度场与应力场之间在一定程度上存在耦合作用. 当温度场发生变化时, 土体的导热系数、比热、导温系数等热物理参数也要发生变化. 对于饱和土体, 温度场对应力场的影响还体现在温度变化将导致孔隙流体压力较大的变化, 而孔隙流体压力的变化也影响应力场的变化. 刘干斌等^[9]考虑热-水-力耦合效应, 研究了饱和多孔弹性地基的动力响应问题, 但该文采用 Fourier 热传导定律, 仍无法真正做到热流固耦合. 为此, 刘干斌等^[10]从 Biot 波动方程及热弹性动力理论出发, 利用 Darcy 定律及修正的 Fourier 热传导定律, 考虑流固两相介质的压缩性、渗流速度对热扩散的影响和温度梯度对渗流速度的影响, 建立了适合软土地层热流固完全耦合的动力响应模型 (THMD), 并通过算例分析发现, 热冲击作用下渗流速度对热扩散有着显著影响.

本文采用文献^[10]建立的热流固耦合动力响应模型, 对爆轰荷载作用下球空腔内壁面受到随时间变化热、力冲击条件下的热流固耦合动力响应进行研究. 借助于 Laplace 积分变换技术, 获得了温度、位移、孔隙水压力和应力的积分形式解, 并将热流固耦合数值结果与热弹性结果进行比较验证. 最后, 讨论了热冲击条件下, 热渗透系数和渗透系数对球空腔热流固耦合动力响应的影响.

2 热流固耦合控制方程

为了研究含球型空腔无限弹性介质的热流固耦合动力响应, 以球形空腔中心为坐标原点建立球坐标系, 并定义爆源起爆时刻为初始时刻. 若忽略爆轰压力引起的非线性响应区, 设球形空腔半径为 a , 爆源施加在内表面上的温度和压力分别为 $\theta(a, t)$ 和 $q(a, t)$. 对于饱和均质、各向同性热弹性体, 可以从修正的 Fourier 热传导定律和平衡微分方程、几何方程以及本构关系出发, 建立热流固耦合动力响应的控制方程^[10].

2.1 运动方程

基于 Biot 波动方程, 多孔弹性介质的运动方程和应变关系可以表示为

$$\sigma_{ij,j} + b_j = \rho \ddot{u}_i + \rho_w \ddot{w}_i \quad (1)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (2)$$

式中: b_i 、 u_i 和 w_i 分别为 i ($i = x, y, z$) 方向的体力、土体的位移及流体的相对位移; ρ 和 ρ_w 分别为土体和流体密度.

假设土体为流固耦合两相介质且为饱和和各向同性线弹性材料, 流相和固相处于热平衡, 变形为小变形. 采用有效应力 σ'_{ij} 、应变 ε_{ij} 、温度变化 θ 条件下, 饱和多孔弹性介质的本构关系可以表示为

$$\sigma'_{ij} = 2G \left(\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \varepsilon_{kk} \delta_{ij} \right) - \lambda' \theta \delta_{ij} \quad (3)$$

$$\dot{p} = M (\dot{\xi} - \alpha \dot{e} + a_u \dot{\theta}) \quad (4)$$

式中: $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} + \alpha p \delta_{ij}$, σ_{ij} 为总应力(取拉为正); δ_{ij} 为 Kronecker 符号; p 为超孔隙水压力; α 、 M ($\alpha \leq 1$) 为取决于材料压缩性的系数, $\alpha = 1 - K/K_s$, $1/M = n/K_w + (1-n)/K_s$, n 为孔隙率, K_s 为土颗粒的体积模量, K_w 为流体体积模量, $K = \lambda + 2G/3$ 为土体在排水条件下的体积模量; ν 为排水泊松比; $\theta = T - T_0$, T 为绝对温度, T_0 为初始温度($^{\circ}\text{C}$); $\lambda' = K a_c$ 为土体的热模量, a_c 为土体的热膨胀系数($^{\circ}\text{C}^{-1}$); $a_u = n a_w + (1-n) a_s - a_c K / K_s$, a_w 孔隙流体的热膨胀系数, a_s 为土颗粒热膨胀系数; λ 、 G 为多孔弹性介质的 Lamé 常数.

由式(1)~(3)可以得到考虑热水力耦合条件下多孔弹性介质的控制方程如下:

$$G \nabla^2 u_i + \frac{G}{1-2\nu} u_{j,i} - \alpha p_{,i} - \lambda' \theta_{,i} = \rho \ddot{u}_i + \rho_w \ddot{w}_i \quad (5)$$

若不考虑孔隙水压力和温度梯度, 式(4)可以退化为理想弹性介质的经典 Navier 方程.

2.2 流体平衡方程

孔隙水在土体中的渗流满足达西定律:

$$q_w = -\kappa \left(\nabla p + \frac{\rho_w}{n} \dot{w} + \rho_w \ddot{u} \right) - D_T \nabla \theta \quad (6)$$

式中: κ 为流体的运动系数(m^5/Js), $\kappa = k_1 / \rho_w g$, 其中 k_1 为渗透系数(m/s); g 为重力加速度(m^2/s); D_T 为热量梯度对流体渗透性的影响系数($\text{m}^2/\text{s}^{\circ}\text{C}$), 即热流渗透系数.

由式(3)和式(6)可以得到流体运动方程:

$$\kappa \nabla^2 p + D_T \nabla^2 \theta = \alpha \frac{\partial e}{\partial t} - a_u \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\kappa \rho_w}{n} \nabla \dot{w} - \kappa \rho_w \nabla \ddot{u} \quad (7)$$

对于土体如果不考虑介质的压缩性, 即 K_w 、 $K_s \rightarrow \infty$; $\alpha = 1$; $a_u = na_w + (1-n)a_s$, $1/M = 0$, 如果忽略热扩散效应, 即热流渗透系数 $D_T = 0$, 则式(7)与 Biot 流体连续方程一致。

2.3 热流平衡方程

热流速度 q_T 定义为

$$q_T = \rho_w q_w C_w \theta - k \nabla \theta - D_w \nabla p \quad (8)$$

式中: k 为土体的热传导系数, $k = (1-n)k_s + nk_w$, k_s 和 k_w 分别为土颗粒和水的热传导系数($J/sm^\circ C$); C_w 为水的比热($J/kg^\circ C$); D_w 为流体梯度对热流速度的影响系数, $D_w = (\theta + T_0)D_T$, 即水热渗透系数, 其中 T_0 为绝对温度。如果忽略热迁移即 $D_w = 0$, 上式可以退化为经典的 Fourier 定理。

假定土体比热 m 为常数, 在温度变化相对较小情况下, 热流平衡方程可以表示为

$$m \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda' T_0 \frac{\partial e}{\partial t} = l_1 \nabla^2 \theta + l_2 \nabla^2 p - l_3 \left(\frac{1}{n} \nabla \ddot{w} + \nabla \ddot{u} \right) \quad (9)$$

式中: $m = (1-n)\rho_s C_s + n\rho_w C_w$, 为土体比热 $J/m^3^\circ C$, C_s 为土颗粒的比热; $l_1 = k - T_0 a_w K_w D_T$; $l_2 = T_0 (D_T - a_w K_w \kappa)$; $l_3 = T_0 a_w K_w \kappa \rho_w$ 。

由于本文假定球型空腔在震源临近区域发生非弹性变形范围很小(可通过数值模拟等手段进行求解分析), 而对其外围弹性部分, 可直接由本文公式求解。

3 热流固耦合动力响应解

不计体积力, 由式(4)、(5)、(7)、(9)可得到饱和多孔弹性介质热流固耦合动力响应的控制方程:

$$(\lambda + 2G)\nabla^2 e - \alpha \nabla^2 p - \lambda' \nabla^2 \theta = (\rho - \rho_w \alpha) \ddot{e} + \rho_w a_u \ddot{\theta} - \frac{\rho_w}{M} \ddot{p} \quad (10)$$

$$\kappa \nabla^2 p + D_T \nabla^2 \theta = \alpha \frac{\partial e}{\partial t} - a_u \frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{1}{M} \frac{\partial p}{\partial t} + \kappa \rho_w \left(\frac{\alpha}{n} - 1 \right) \ddot{e} - \frac{\kappa \rho_w a_u}{n} \ddot{\theta} + \frac{\kappa \rho_w}{nM} \ddot{p} \quad (11)$$

$$m \frac{\partial \theta}{\partial t} - \lambda' T_0 \frac{\partial e}{\partial t} = l_1 \nabla^2 \theta + l_2 \nabla^2 p + l_3 \left[\left(\frac{\alpha}{n} - 1 \right) \ddot{e} - \frac{a_u}{n} \ddot{\theta} + \frac{1}{nM} \ddot{p} \right] \quad (12)$$

饱和多孔弹性介质热流固耦合动力响应问题的控制方程为式(10)~(12), 该组方程适用于任意坐标体系。对于球形空腔热流固耦合动力响应问题可在球

坐标系 (r, θ, φ) 中进行分析, 为了求解方便, 可将控制方程变量无量纲化, 为此令:

$$r^* = V \eta r; \quad u^* = V \eta u; \quad t^* = V^2 \eta t; \quad \theta^* = \frac{\lambda' \theta}{\lambda + 2G};$$

$$p^* = \frac{\alpha p}{\lambda + 2G}; \quad \sigma_{ij}^* = \frac{\sigma_{ij}}{\lambda + 2G}; \quad V = \sqrt{\frac{\lambda + 2G}{\rho}}; \quad \eta = \frac{m}{k}$$

对控制方程式(10)~(12)无量纲化(为了书写方便省去星号):

$$\nabla^2 e - \nabla^2 p - \nabla^2 \theta = \phi_1 \frac{\partial^2 e}{\partial t^2} + \phi_2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \phi_3 \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (13)$$

$$\nabla^2 p + \phi_0 \nabla^2 \theta = \phi_1 \frac{\partial e}{\partial t} + \phi_2 \frac{\partial \theta}{\partial t} + \phi_3 \frac{\partial p}{\partial t} + \phi_4 \frac{\partial^2 e}{\partial t^2} + \phi_5 \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \phi_6 \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (14)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \psi_0 \frac{\partial e}{\partial t} = \psi_1 \nabla^2 \theta + \psi_2 \nabla^2 p + \psi_3 \frac{\partial^2 e}{\partial t^2} + \psi_4 \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \psi_5 \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (15)$$

$$\sigma_r = e - 2\beta^2 \frac{u}{r} - p - \theta \quad (16)$$

式中: $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r}$; $e = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{2u_r}{r}$ 。

为求解控制方程, 引入 Laplace 变换, 并定义

$$s^n \bar{f}(s) = \int_0^\infty \frac{\partial^n f(t)}{\partial t^n} e^{-st} dt \quad (17)$$

对方程式(13)~(15)进行 Laplace 变换, 则在变换域中可以得到

$$(\nabla^2 - \phi_1 s^2) \bar{e} = (\nabla^2 + \phi_2 s^2) \bar{\theta} + (\nabla^2 + \phi_3 s^2) \bar{p} \quad (18)$$

$$(\nabla^2 - \phi_3 s - \phi_6 s^2) \bar{p} = (\phi_1 s + \phi_4 s^2) \bar{e} + (\phi_2 s + \phi_5 s^2 - \phi_0 \nabla^2) \bar{\theta} \quad (19)$$

$$\left[(s - \psi_4 s^2) - \psi_1 \nabla^2 \right] \bar{\theta} = (\psi_3 s^2 - \psi_0 s) \bar{e} + \left[\psi_2 \nabla^2 + \psi_5 s^2 \right] \bar{p} \quad (20)$$

式中各参数 ϕ_i , ψ_i 见附录 A, 对式(18)~(20)进行合并处理, 消去其中的任意 2 个变量, 可以得到一个 6 阶方程如下:

$$(\nabla^6 - \xi_1 \nabla^4 + \xi_2 \nabla^2 - \xi_3) (\bar{\theta}, \bar{p}, \bar{e}) = 0 \quad (21)$$

式中: $\xi_1 = \frac{1}{\psi_1 \gamma_5 + \psi_2 \gamma_7} (\gamma_1 \gamma_5 + \psi_1 \gamma_6 + \gamma_3 \gamma_7 - \psi_2 \gamma_8)$;

$\xi_2 = \frac{1}{\psi_1 \gamma_5 + \psi_2 \gamma_7} (\gamma_2 \gamma_5 + \gamma_1 \gamma_6 - \gamma_4 \gamma_7 - \gamma_3 \gamma_8)$;

$$\xi_3 = \frac{1}{\psi_1\gamma_5 + \psi_2\gamma_7}(\gamma_2\gamma_6 + \gamma_4\gamma_8), \text{ 参数见附录 A.}$$

利用 Cayley-Hamilton 定律, 式(21)可以得到用特征根表示的形式:

$$(\nabla^2 - k_1^2)(\nabla^2 - k_2^2)(\nabla^2 - k_3^2)(\bar{\theta}, \bar{p}, \bar{e}) = 0 \quad (22)$$

式中: $k_1^2 = \frac{1}{3}(2p \sin(q) + \xi_1)$; $p = \sqrt{\xi_1^2 - 3\xi_2}$;

$$k_2^2 = \frac{1}{3}\left[\xi_1 - p(\sqrt{3} \cos(q) + \sin(q))\right];$$

$$k_3^2 = \frac{1}{3}\left[\xi_1 + p(\sqrt{3} \cos(q) - \sin(q))\right];$$

$$q = \frac{1}{3} \sin^{-1}\left(-\frac{2\xi_1^3 - 9\xi_1\xi_2 + 27\xi_3}{2p^3}\right).$$

考虑到体应变的有界性, 求解式(22)可以得到温度增量、孔隙水压力及体应变在变换域中的解。

$$\bar{\theta} = \frac{1}{\sqrt{r}}\left[A_1 K_{1/2}(k_1 r) + A_2 K_{1/2}(k_2 r) + A_3 K_{1/2}(k_3 r)\right] \quad (23)$$

$$\bar{p} = \frac{1}{\sqrt{r}}\left[\chi_{11} A_1 K_{1/2}(k_1 r) + \chi_{12} A_2 K_{1/2}(k_2 r) + \chi_{13} A_3 K_{1/2}(k_3 r)\right] \quad (24)$$

$$\bar{e} = \frac{1}{\sqrt{r}}\left[\chi_{21} A_1 K_{1/2}(k_1 r) + \chi_{22} A_2 K_{1/2}(k_2 r) + \chi_{23} A_3 K_{1/2}(k_3 r)\right] \quad (25)$$

式中: $K_{1/2}(x)$ 为半奇数阶第 2 类虚宗量 Bessel 函数。由于 χ_{1i} , χ_{2i} 为线性独立常数, 其关系可由式(18)和式(19)表示为

$$\chi_{1i} = \frac{(k_i^2 + \phi_2 s^2)\chi_2 + (k_i^2 - \phi_1 s^2)(\chi_3 - \phi_0 k_i^2)}{(k_i^2 - \phi_1 s^2)(k_i^2 - \chi_1) - (k_i^2 + \phi_3 s^2)\chi_2} \quad (i=1, 2, 3) \quad (26)$$

$$\chi_{2i} = \frac{(k_i^2 - \chi_1)(k_i^2 + \phi_2 s^2) + (k_i^2 + \phi_3 s^2)(\chi_3 - \phi_0 k_i^2)}{(k_i^2 - \phi_1 s^2)(k_i^2 - \chi_1) - (k_i^2 + \phi_3 s^2)\chi_2} \quad (27)$$

对式(25)两边从 r 到 ∞ 进行积分, 利用贝塞尔函数性质, 可以得到位移 u 的解答如下:

$$\bar{u}(r, s) = -\frac{1}{\sqrt{r}} \sum_{i=1}^3 \frac{\chi_{2i}}{k_i} K_{3/2}(k_i r) A_i \quad (28)$$

由式(16)可以得到应力的计算表达式为

$$\bar{\sigma}_r = \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{r}} \left[\frac{2\beta^2}{rk_i} \chi_{2i} K_{3/2}(k_i r) + (\chi_{2i} - \chi_{1i} - 1) K_{1/2}(k_i r) \right] A_i \quad (29)$$

在积分变换域中获得了温度、位移、孔隙水压力和应力解后, 需球形空腔热流固耦合动力响应的边界和初始条件。假定受爆轰内压之前, 球形空腔处于静止状态, 即初始位移和速度为 0, 空腔内表面透水。考虑空腔内表面作用有一随时间变化的热力学源, 对于通常爆轰产生的热/力冲击荷载可表示成 $be^{-0.5t}$, 表示空腔中的一次爆轰, 故该问题的边界条件可表示为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r(a, t) &= q_0 e^{-0.5t} \\ \theta(a, t) &= \theta_0 e^{-0.5t} \\ p(a, t) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

对边界条件式(30)进行 Laplace 变换, 并将式(23)、(24)和式(29)代入可得

$$A_1 K_{1/2}(k_1 a) + A_2 K_{1/2}(k_2 a) + A_3 K_{1/2}(k_3 a) = \frac{\theta_0 \sqrt{a}}{s + 0.5} \quad (31)$$

$$\chi_{11} A_1 K_{1/2}(k_1 a) + \chi_{12} A_2 K_{1/2}(k_2 a) + \chi_{13} A_3 K_{1/2}(k_3 a) = 0 \quad (32)$$

$$\sum_{i=1}^3 \left[\frac{2\beta^2}{ak_i} \chi_{2i} K_{3/2}(k_i a) + (\chi_{2i} - \chi_{1i} - 1) K_{1/2}(k_i a) \right] \cdot A_i = \frac{q_0 \sqrt{a}}{s + 0.5} \quad (33)$$

由方程组式(31)~(33)求得未知量 A_1 、 A_2 、 A_3 , 并对式(23)~(29)进行 Laplace 逆变换, 则可以得到球形空腔表面受热力学源作用下的应力、位移, 温度增量及孔隙水压力响应的积分形式解。

4 数值结果分析

在得到球形空腔表面受热力学源作用下的应力、位移、温度增量及孔隙水压力响应的积分形式解答后, 要直接对其进行 Laplace 逆变换较为困难。为此, 本文采用 Durbin^[11]提出的 Laplace 数值逆变换计算公式进行数值逆变换, 得到位移、孔隙水压力、温度增量、应力响应结果如图 1~8 所示, 计算参数如表 1 所示。

4.1 与热弹性介质结果比较

为了分析爆轰压力作用下球形空腔热流固耦合动力响应与热弹性动力响应的差异, 简化边界条件式(30), 仅考虑空腔表面作用压力或热冲击两种情况。利用式(31)~(33)求得未知量 A_1 、 A_2 、 A_3 , 可得考虑热流固耦合动力响应结果, 同时令 $\rho_w = 0$,

$n = 0$ ，即不考虑渗流作用，则热流固耦合动力响应解(THMD 模型)可以退化为热弹性动力响应解(TMD 模型)，计算参数中土体密度取 1966 kg/m^3 ，土体比热取 $2200 \text{ m}^2\text{s}^{-2}\text{C}^{-1}$ ，其余参数同表 1。

表 1 计算参数

Table 1 The computational parameters

变量	值	变量	值
Lame 常数 G/Pa	1×10^6	土体膨胀系数 $a_c/^\circ\text{C}^{-1}$	3.0×10^{-5}
Lame 常数 λ/Pa	4×10^6	土颗粒膨胀系数 $a_s/^\circ\text{C}^{-1}$	3.0×10^{-5}
土颗粒密度 $\rho_s/(\text{kg/m}^3)$	2610	水膨胀系数 $a_w/^\circ\text{C}^{-1}$	3.0×10^{-4}
水体积模量 K_w/GPa	3.3	孔隙率 n	0.4
土颗粒体积模量 K_p/GPa	59	渗透系数 $k_1/\text{m/s}$	1.0×10^{-8}
土颗粒热传导系数 λ_p/W	3.29	水热传导系数 λ_w/W	0.582
初始温度 T_0/K	300	土颗粒比热 $c_p/\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{C}^{-1}$	937
水的比热 $c_w/\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{C}^{-1}$	4186	热渗透系数 D_T	2.7×10^{-11}

图 1、2 分别为空腔内表面作用随时间变化爆轰压力条件下按 THMD 模型和 TMD 模型计算得到的径向位移和温度响应曲线。在空腔表面，按 THMD 和 TMD 模型计算得到的径向位移以相同的规律振荡减小并趋于 0，结果差别不大，从而可验证 THMD 模型的正确性。在表面无热冲击条件下，爆轰压力引起的热流固耦合温度效应非常小，按 THMD 和 TMD 模型计算对结果影响不大。

相比之下，热冲击作用下球空腔的热流固耦合 THMD 和 TMD 响应结果则影响较大(见图 3、4)。由于温度梯度对渗流速度及渗流对热扩散有一定的影响，在改变热流渗透系数值，例 $D_T = 2.7 \times 10^{-10}$ 时，空腔表面径向位移 THMD 响应幅值要较 TMD 大，而温度梯度的 THMD 响应较 TMD 小，由此可见，在饱和多孔弹性介质中进行 THMD 耦合分析是非常必要的。

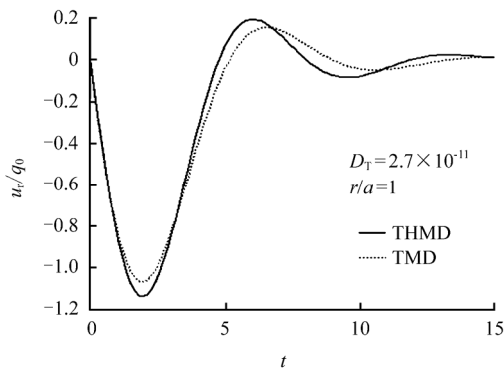


图 1 THMD 和 TMD 条件下径向位移的历时曲线 (力源)
Fig.1 Histories of radial displacement at the surface of cavity for THMD and TMD (mechanical source)

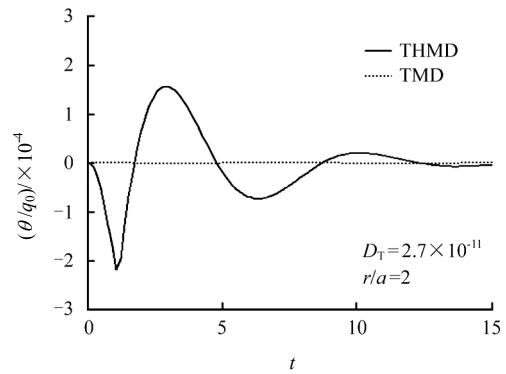


图 2 THMD 和 TMD 条件下温度历时曲线 (力源)
Fig.2 Histories of temperature increment at for THMD and TMD (mechanical source)

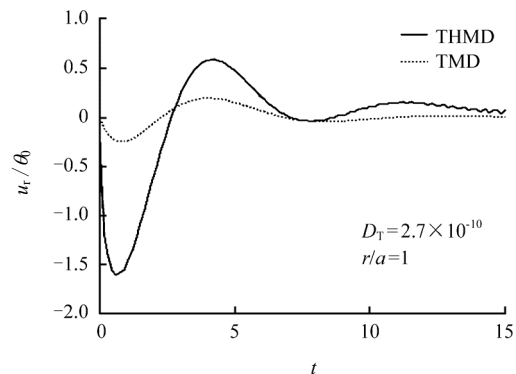


图 3 THMD 和 TMD 条件下径向位移历时曲线 (热源)
Fig.3 Histories of radial displacement at the surface of cavity for THMD and TMD (heat source)

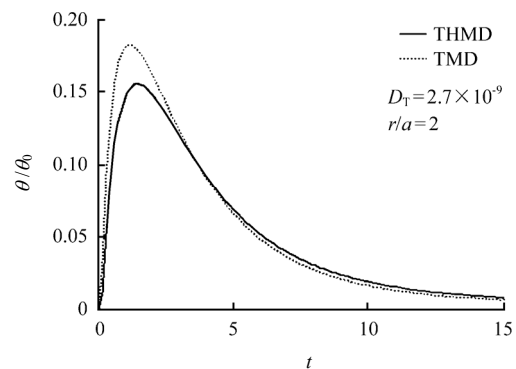


图 4 THMD 和 TMD 条件下温度历时曲线 (热源)
Fig.4 Histories of temperature increment at for THMD and TMD (heat source)

4.2 热冲击作用下的结果分析

考虑球空腔表面仅有热冲击作用，简化边界条件式(30)，利用方程式(31)~(33)确定未知量 A_1 、 A_2 、 A_3 ，可得热冲击作用下热流固耦合动力响应结果。

图 5、6 分别为热流渗透系数 D_T 对径向位移和孔隙水压力的影响曲线。空腔表面位移为零，沿径

向位移响应振荡减小为零，随 D_T 增大，径向位移响应也有较大幅值的增大。 D_T 对孔隙水压力的影响很大，在 D_T 较小时在空腔附近出现负孔压，而在 D_T 较大时，则只有正孔压。针对饱和多孔弹性介质热流固耦合效应，土体渗流特性的影响如图 7、8 所示，图示结果表明：径向位移和孔隙水压力响应受渗透系数的影响是显著的，并随渗透系数增大而减小。

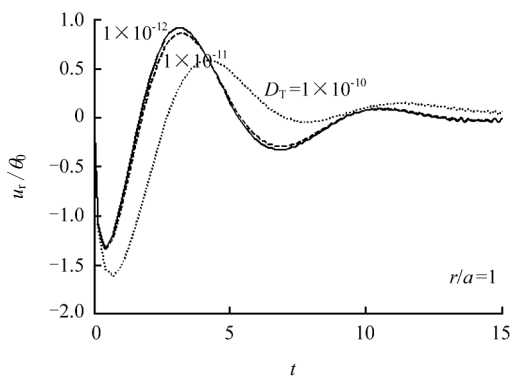


图 5 热水渗透系数对径向位移的影响
Fig.5 Effect of D_T ON radial displacement

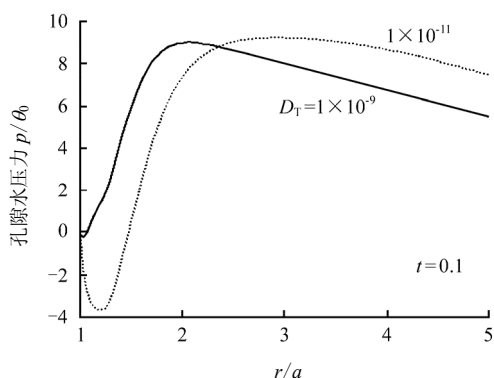


图 6 热水渗透系数对孔隙水压力的影响
Fig.6 Effect of D_T on pore pressure

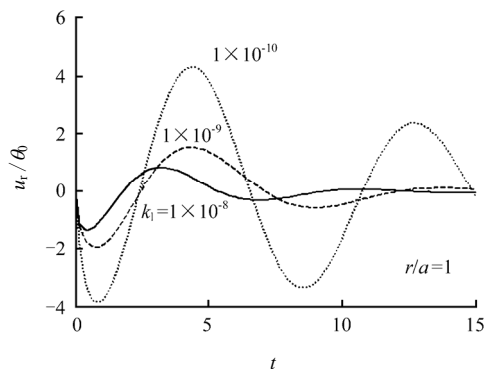


图 7 渗透系数对径向位移的影响
Fig.7 Effect of k_i on radial displacement

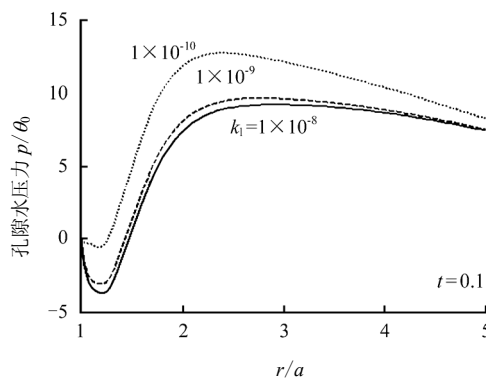


图 8 渗透系数对孔隙水压力的影响
Fig.8 Effect of k_i ON pore pressure

5 结 论

(1) 爆轰压力作用下饱和多孔介质中球空腔动力响应的THMD和TMD计算结果相差不大，该工况下的热流固耦合效应影响较小。

(2) 在热冲击作用下THMD和TMD模型计算结果差异较大，不能忽略热流固的耦合效应。

(3) 在THMD耦合条件下，位移响应随热流渗透系数 D_T 的增大而增大；孔隙水压力则呈相反趋势。

(4) 在THMD耦合条件下，渗透系数对位移和孔隙水压力响应有较大影响。渗透系数越大，位移和孔隙水压力越小。

参 考 文 献

[1] 张庆元, 战人瑞. 爆轰荷载作用下球形空腔的动力响应[J]. 爆炸与冲击, 1994, 14(2): 182—185.
ZHANG Qing-yuan, ZHAN Ren-rui. The dynamic response of spherical hollow chamber under explosive loading[J]. **Explosive and Shock Waves**, 1994, 14(2): 182—185.

[2] 顾文彬, 叶序双, 詹发民, 等. 球形装药半无限土介质中爆炸动力学分析[J]. 工程爆破, 1999, 5 (1) : 5—10.
GU Wen-bin, YE Xu-shuang, ZHAN Fa-min, et al. Dynamic analysis on spherical charges exploding in semi-infinite soil medium[J]. **Engineering Blasting**, 1999, 5 (1) : 5—10.

[3] 尹益辉, 陈裕泽. 热力联合冲击下球型空腔热动力响应的封闭解[J]. 爆炸与冲击. 2000, 20(1): 68—73.
YIN Yi-hui, CHEN Yu-ze. Closed form solutions of a

spherical cavity shocked by combined heat and pressure[J]. **Explosive and Shock Waves**, 2000, 20(1): 68—73.

[4] BIOT M A. Thermoelasticity and irreversible thermodynamics[J]. **Journal of Applied Physics**, 1955, 27(3): 240—253.

[5] LORD H, SHULMAN Y. A generalized dynamical theory of thermoelasticity[J]. **Journal of the Mechanics and Physics of Solids**, 1967, 15 : 299—309.

[6] KUNDU M R, MUKHOPADYAY B. A thermoviscoelastic problem of an infinite medium with a spherical cavity using generalized theory of thermoelasticity[J]. **Mathematical and Computer Modelling**, 2005, 41: 25—32.

[7] LYKOTRAFITIS G, GEORGIADIS H G, BROCK L M. Three-dimensional thermoelastic wave motions in a half-space under the action of a buried source[J]. **International Journal of Solids and Structures**, 2001, 38: 4857—4878.

[8] RAKSHIT M, MUKHOPADHYAY B. A two dimensional thermoviscoelastic problem due to instantaneous point heat source[J]. **Mathematical and Computer Modelling**, 2007, 46: 1388—1397.

[9] 刘干斌, 姚海林, 杨洋, 等. 考虑热-水-力耦合效应多孔弹性地基的动力响应[J]. **岩土力学**, 2007, 28(9) :1784—1790.

LIU Gan-bin, YAO Hai-lin, YANG Yang, et al. The coupling thermo-hydro-mechanical dynamic response of a porous elastic medium[J]. **Rock and Soil Mechanics**, 2007, 28(9): 1784—1790.

[10] LIU Gan-bin, XIE Kang-he, ZHENG Rong-yue. Model of nonlinear coupled thermo-hydro-elastodynamics response for a saturated poroelastic medium[J]. **Science in China (Series E: Technological Sciences)**, 2009,5: 2373—2383

[11] DURBIN F. Numerical inversion of laplace transformation: An efficient improvement to Durbin and Abate’s method[J]. **Computer Journal**, 1974, 17(4): 371—376.

附录 A:

$$\phi_1 = \frac{\rho - \alpha\rho_w}{\rho}; \quad \phi_2 = \frac{\rho_w a_u (\lambda + 2G)}{\rho\lambda'};$$

$$\phi_3 = -\frac{\rho_w (\lambda + 2G)}{\rho\alpha M}; \quad \phi_0 = \frac{D_1 \alpha}{\lambda' \kappa};$$

$$\varphi_1 = \frac{\alpha^2}{(\lambda + 2G)\kappa\eta}; \quad \varphi_2 = -\frac{\alpha a_u}{\lambda' \kappa \eta}; \quad \varphi_3 = \frac{1}{M\kappa\eta};$$

$$\varphi_4 = \frac{\rho_w \alpha (\alpha - n)}{\rho n}; \quad \varphi_5 = -\frac{\rho_w \alpha a_u (\lambda + 2G)}{n\rho\lambda'};$$

$$\varphi_6 = \frac{\rho_w (\lambda + 2G)}{nM\rho}; \quad \psi_0 = -\frac{T_0 \lambda'^2}{m(\lambda + 2G)}; \quad \psi_1 = \frac{\ell_1}{k};$$

$$\psi_2 = \frac{\ell_2 \lambda'}{k\alpha}; \quad \psi_3 = \frac{\ell_3 (\alpha - n) \lambda'}{n\rho k}; \quad \psi_4 = -\frac{\ell_3 a_u (\lambda + 2G)}{n\rho k};$$

$$\psi_5 = \frac{\ell_3 \lambda' (\lambda + 2G)}{nM\rho\alpha k}; \quad \beta^2 = \frac{2G}{\lambda + 2G}; \quad \chi_0 = s - \psi_4 s^2;$$

$$\chi_1 = \varphi_3 s + \varphi_6 s^2; \quad \chi_2 = \varphi_1 s + \varphi_4 s^2; \quad \chi_3 = \varphi_2 s + \varphi_5 s^2;$$

$$\chi_4 = \psi_0 s - \psi_3 s^2; \quad \gamma_1 = \phi_1 \psi_1 s^2 + \chi_0 + \chi_4;$$

$$\gamma_2 = \chi_0 \phi_1 s^2 - \chi_4 \phi_2 s^2; \quad \gamma_3 = \chi_4 + \psi_2 \phi_1 s^2 - \psi_5 s^2;$$

$$\gamma_4 = \chi_4 \phi_3 s^2 + \phi_1 \psi_5 s^4; \quad \gamma_5 = \chi_4 - \chi_2 \psi_2;$$

$$\gamma_6 = \chi_4 \chi_1 + \chi_2 \psi_5 s^2; \quad \gamma_7 = \chi_2 \psi_1 - \chi_4 \psi_0;$$

$$\gamma_8 = \chi_3 \chi_4 - \chi_0 \chi_2 \circ$$