

柳鸿博,周凤玺,郝磊超.平面 S 波在饱和多孔热弹性介质边界的反射问题研究[J].地震工程学报,2021,43(1):105-112.doi:10.3969/j.issn.1000-0844.2021.01.105

LIU Hongbo, ZHOU Fengxi, HAO Leichao. Reflection of Plane S Waves at the Boundary of Saturated Porous Thermo-Elastic Media[J]. China Earthquake Engineering Journal, 2021, 43(1): 105-112. doi: 10.3969/j.issn.1000-0844.2021.01.105

平面 S 波在饱和多孔热弹性介质边界的 反射问题研究

柳鸿博¹, 周凤玺^{1,2}, 郝磊超¹

(1. 兰州理工大学 土木工程学院, 甘肃 兰州 730050;

2. 西部土木工程防灾减灾教育部工程研究中心, 甘肃 兰州 730050)

摘要: 针对饱和多孔介质中热弹性波的传播特性问题, 基于多孔介质理论和广义的热弹性模型, 研究平面 S 波在饱和多孔热弹性介质边界上的反射问题。以考虑流-固耦合的饱和多孔介质波动方程和热-弹耦合的广义热弹性基本方程出发, 建立饱和多孔介质的热-流-固耦合弹性波动模型。通过引入势函数并考虑自由透水和绝热的边界条件, 经过理论推导最终给出在饱和多孔热弹性介质边界上的四种反射波的振幅反射率的理论表达式。在此基础上进行数值计算, 分别讨论平面 S 波的入射频率、入射角和热膨胀系数等参数对四种反射波的振幅反射率的影响情况。结果表明: 各反射波的振幅反射率分别随频率和热膨胀系数的增大而增大, 同时也受到平面 S 波入射角变化的影响。该结论对于土动力学的理论研究及其相关的工程勘探具有一定的指导意义。

关键词: 饱和多孔介质; 热弹性; 平面 S 波; 弹性波反射; 土动力学

中图分类号: TU435

文献标志码: A

文章编号: 1000-0844(2021)01-0105-08

DOI: 10.3969/j.issn.1000-0844.2021.01.105

Reflection of Plane S Waves at the Boundary of Saturated Porous Thermo-Elastic Media

LIU Hongbo¹, ZHOU Fengxi^{1, 2}, HAO Leichao¹

(1. School of Civil Engineering, Lanzhou University of Technology, Lanzhou 730050, Gansu, China;

2. The Western Civil Engineering Disaster Prevention and Mitigation Engineering Research
Center of the Ministry of Education, Lanzhou 730050, Gansu, China)

Abstract: To solve the problem of propagation characteristics of thermo-elastic waves in saturated porous media, based on the theory of porous media and the generalized thermo-elasticity model, the reflection problem of plane S waves at the boundary of saturated porous thermo-elastic media is studied in this paper. The thermal-fluid-solid coupling model of elastic waves in saturated porous media is established, based on the wave equations for saturated porous media considering flu-

收稿日期: 2019-06-16

基金项目: 国家自然科学基金(51978320, 11962016)

第一作者简介: 柳鸿博(1994—), 男, 硕士研究生, 主要从事饱和土与非饱和土中的波动特性研究方面的工作。

E-mail: lhb_0803@163.com.

通信作者: 周凤玺(1979—), 男, 博士, 教授, 主要从事岩土力学及复合材料结构力学方面的科研工作。E-mail: geolut@163.com。

id-solid coupling and the generalized thermo-elastic basic equations considering thermal-elastic coupling. By introducing the potential function and considering the adiabatic boundary conditions of free-water permeability, the theoretical expressions of amplitude reflectivity of four reflection waves on the boundary of saturated porous thermo-elastic media are given by theoretical derivation. The effects of some parameters, i.e., the incident frequency of plane S waves, the incident angle, and the thermal expansion coefficient, on amplitude reflectivity of the four reflection waves are analyzed by numerical calculation. Results showed that the amplitude reflectivity of each reflected wave increases with increasing frequency and thermal expansion coefficient, and is also affected by the change of incident angle of the plane S-wave. These conclusions are significant for theoretical research into soil dynamics and related exploratory projects.

Keywords: saturated porous medium; thermo-elasticity; plane S-wave; elastic wave reflection; soil dynamics

0 引言

随着石油工程、化工、路面工程和核废料管理等领域的快速发展,饱和多孔热弹性介质中的波的传播和反射问题已经引起了人们的广泛关注。Biot^[1-2]首先建立了在等温和高低频条件下流体饱和多孔弹性介质中波传播的理论框架。随后国内外众多学者^[3-9]借助经典的 Biot 波动理论从不同角度对不耦合热的两相饱和多孔弹性介质中波的传播特性进行了大量的研究工作。与等温条件下的多孔介质相比较,饱和多孔热弹性介质由于孔隙中的流-固两相的相互作用以及热和力之间的相互耦合,故而其波动响应问题变得更为复杂。Pecker 等^[10]研究了温度对液饱和多孔弹性介质中体波的传播特性的影响,并给出了相应的方程,但没有考虑面波的传播行为。Singh^[11]基于 Youssef 提出的热弹性理论,研究了饱和多孔热弹性介质中面波的传播特性,但该模型比较复杂,其中一些物理参数的意义不够明确。刘干斌等^[12,13]基于 Biot 波动理论及热弹性动力理论,建立了饱和多孔弹性介质热-流-固完全耦合的动力响应模型及控制方程,对饱和多孔弹性介质的热动力响应进行了研究。

虽然目前国内外学者^[14-22]针对饱和多孔弹性介质中波的传播和反射问题做了一些研究,但对弹性波在饱和多孔热弹性介质中的反射问题涉及较少。因此,对于弹性波在饱和多孔热弹性介质表面的反射问题的研究显得十分重要。本文在热-流-固耦合动力响应模型的基础上,建立了饱和多孔热弹性介质的热-流-固耦合波动方程,通过引入势函数并结合位移矢量和边界条件,推导得到了向饱和多孔热弹性介质边界入射平面 S 波后各反射波振幅反射率的理论表达式,最后通过参数分析讨论了土体热膨

胀系数、入射频率和入射角对各反射波的影响。

1 饱和多孔热弹性介质波动方程

饱和多孔介质中热弹性本构关系可表示为^[12]:

$$\sigma_{ij} = \lambda e \delta_{ij} + 2\mu \epsilon_{ij} - \alpha p_w \delta_{ij} - K a_c \theta \delta_{ij} \quad (1)$$

式中: δ_{ij} 为 Kronecker 符号; σ_{ij} 为总应力; ϵ_{ij} 为应变; e 为体应变; λ 和 μ 为多孔弹性介质的 Lamb 常数; p_w 为孔隙水压力; $\alpha = 1 - K/K_s$ ($\alpha \leq 1$) 为饱和多孔介质的压缩系数, K_s 为固体颗粒的体积模量 (GPa); $K = \lambda + 2\mu/3$ 为土体在排水条件下的体积模量 (GPa); a_c 为土体的热膨胀系数 ($^{\circ}\text{C}^{-1}$); $\theta = T - T_0$ 为温度变化量, T 和 T_0 分别为绝对温度和初始温度 ($^{\circ}\text{C}$)。

忽略体积力后,饱和多孔介质的运动方程可以表示为:

$$\sigma_{ij,j} = \rho \ddot{u}_i + \rho_w \ddot{w}_i \quad (2)$$

式中: u_i 和 w_i 分别表示 i 方向的位移和流体的相对位移; $\rho = (1-n)\rho_s + n\rho_w$ 为饱和多孔介质的密度, ρ_s 和 ρ_w 分别为固体颗粒和流体的密度 (kg/m^3), n 为孔隙率。

应变关系为:

$$\epsilon_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (3)$$

考虑温度的影响下,饱和多孔介质的渗流方程为^[12]:

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

式中: M 为 Biot 模量, $1/M = n/K_w + (\alpha - n)/K_s$, K_w 为流体的体积模量 (GPa); ξ 为流体相对应应变; $a_w = na_w + (1-n)a_s - (1-\alpha)a_c$, a_s 和 a_w 分别为固体颗粒和孔隙水的热膨胀系数 ($^{\circ}\text{C}^{-1}$)。

非等温条件下饱和多孔介质的液相连续方程

为^[12]:

$$-\nabla p_w = \frac{\rho_w}{n} \ddot{\mathbf{w}} + \rho_w \ddot{\mathbf{u}} + \frac{\rho_w \mathbf{g}}{k_l} \dot{\mathbf{w}} + \frac{\rho_w \mathbf{g}}{k_l} D_T \nabla \theta \quad (5)$$

式中: k_l 为饱和多孔介质的渗透系数(m/s); D_T 为热力渗透作用系数($\text{m}^2/\text{s} \cdot ^\circ\text{C}$), 反映饱和多孔介质中温度梯度对渗流的影响; $\mathbf{g}$ 为重力加速度(m/s^2)。

根据广义的热弹性理论, 饱和多孔介质中的热传导方程可以表示为^[23]:

$$k \nabla^2 \theta = C(\dot{\theta} + t_0 \ddot{\theta}) + K a_c T_0 (\dot{e} + t_0 \ddot{e}) - a_u T_0 (\dot{p}_w + t_0 \ddot{p}_w) \quad (6)$$

式中: $k = (1-n)k_s + nk_w$ 为饱和多孔热弹性介质的热传导系数, k_s 和 k_w 分别为固体颗粒和孔隙中流体的热传导系数($\text{J}/\text{s} \cdot \text{m} \cdot ^\circ\text{C}$); $C = (1-n)\rho_s c_s + n\rho_w c_w$ 为土体比热($\text{J}/\text{m}^3 \cdot ^\circ\text{C}$), c_s 和 c_w 分别为固体颗粒和孔隙流体的比热($\text{J}/\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}$); t_0 为松弛时间(s)。式(6)为温度控制方程, 与运动控制方程式(2), (4)和式(5)相互耦合。由于经典的温度控制方程采用 Fourier 热传导定律, 因此温度控制方程为扩散方程, 表示热以无限大速度传播, 与物理事实不相符, 而式(6)考虑了热波(T 波)的有限传播速度, 描述了一个有限速度的弹性波与有限速度的热波的耦合系统。

结合式(1)~(6), 经过推导可以得到饱和多孔热弹性介质的波动方程为:

$$\mu \nabla^2 \mathbf{u} + a_{11} \nabla e + a_{12} \nabla \xi + a_{13} \nabla \theta = \rho \ddot{\mathbf{u}}_i + \rho_w \ddot{\mathbf{w}}_i \quad (7a)$$

$$a_{21} \nabla e + a_{22} \nabla \xi + a_{23} \nabla \theta = \rho_w \ddot{\mathbf{u}} + \frac{\rho_w}{n} \ddot{\mathbf{w}} + \frac{\rho_w \mathbf{g}}{k_l} \dot{\mathbf{w}} \quad (7b)$$

$$a_{31} (\dot{e} + t_0 \ddot{e}) + a_{32} (\dot{\xi} + t_0 \ddot{\xi}) + a_{33} (\dot{\theta} + t_0 \ddot{\theta}) = k \nabla^2 \theta \quad (7c)$$

式中:

$$\begin{aligned} a_{11} &= \lambda + \alpha^2 M + \mu; a_{12} = -\alpha M; \\ a_{13} &= -(\alpha a_u M + K a_c); a_{21} = \alpha M; a_{22} = -M; \\ a_{23} &= -(a_u M + \rho_w \mathbf{g} D_T / k_l); \\ a_{31} &= (K a_c + \alpha a_u M) T_0; \\ a_{32} &= -a_u T_0 M; a_{33} = C - a_u^2 T_0 M \end{aligned}$$

由平面波条件 $e = \text{div} \mathbf{u}$ 和 $\xi = -\text{div} \mathbf{w}$ 可得到位移矢量形式的饱和多孔热弹性介质的波动方程为:

$$\mu \nabla^2 \mathbf{u} + a_{11} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - a_{12} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{w}) + a_{13} \nabla \theta = \rho \ddot{\mathbf{u}}_i + \rho_w \ddot{\mathbf{w}}_i \quad (8a)$$

$$a_{21} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) - a_{22} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{w}) + a_{23} \nabla \theta = \rho_w \ddot{\mathbf{u}} + \frac{\rho_w}{n} \ddot{\mathbf{w}} + \frac{\rho_w \mathbf{g}}{k_l} \dot{\mathbf{w}} \quad (8b)$$

$$a_{31} \nabla \cdot (\dot{\mathbf{u}} + t_0 \ddot{\mathbf{u}}) - a_{32} \nabla \cdot (\dot{\mathbf{w}} + t_0 \ddot{\mathbf{w}}) + a_{33} (\dot{\theta} + t_0 \ddot{\theta}) = k \nabla^2 \theta \quad (8c)$$

为便于分析, 引进两相介质位移矢量的 Helmholtz 分解形式, 即:

$$\mathbf{u} = \nabla \phi^s + \nabla \times \mathbf{H}^s \quad (9a)$$

$$\mathbf{w} = \nabla \phi^w + \nabla \times \mathbf{H}^w \quad (9b)$$

式中: ϕ_s 和 ϕ_w 分别为固体骨架、孔隙水的标量势函数; $\mathbf{H}_s$ 和 $\mathbf{H}_w$ 分别为固体骨架、孔隙水矢量势函数。其中:

$$\phi_s = B^s \exp[i(k_p \mathbf{n} \mathbf{r} - \omega t)] \quad (10a)$$

$$\phi_w = B^w \exp[i(k_p \mathbf{n} \mathbf{r} - \omega t)] \quad (10b)$$

$$\mathbf{H}_s = \mathbf{C}^s \exp[i(k_s \mathbf{n} \mathbf{r} - \omega t)] \quad (10c)$$

$$\mathbf{H}_w = \mathbf{C}^w \exp[i(k_s \mathbf{n} \mathbf{r} - \omega t)] \quad (10d)$$

设 T 波的势函数方程为:

$$\theta = B^T \exp[i(k_p \mathbf{n} \mathbf{r} - \omega t)] \quad (11)$$

式中: B^β ($\beta = s, w$)、 B^T 和 $\mathbf{C}^\beta$ 为相应的势函数幅值; $i = \sqrt{-1}$; k_p 和 k_s 分别为压缩波和剪切波的波数; ω 为频率; $\mathbf{n}$ 为方向矢量; $\mathbf{r}$ 为位置矢量。

将式(9a)、(9b)和(11)代入式(8a)~(8c), 并对方程两端进行散度和旋度运算, 将波动方程解耦得到以下特征方程:

$$\begin{vmatrix} b_{11} & b_{12} & b_{13} \\ b_{21} & b_{22} & b_{23} \\ b_{31} & b_{32} & b_{33} \end{vmatrix} = 0 \quad (12a)$$

$$\begin{vmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{vmatrix} = 0 \quad (12b)$$

其中, 式(12a) 和(12b) 分别表示饱和多孔热弹性介质中的压缩波和剪切波的特征方程, 两个特征方程中的元素分别表示为:

$$\begin{aligned} b_{11} &= (a_{11} + \mu) k_p^2 - \rho \omega^2; b_{12} = -a_{12} k_p^2 - \rho_w \omega^2; \\ b_{13} &= -a_{13}; b_{21} = a_{21} k_p^2 - \rho_w \omega^2; b_{23} = -a_{23}; \\ b_{22} &= -a_{22} k_p^2 - \rho_w \omega^2 / n - \rho_w \mathbf{g} i \omega / k_l; \\ b_{31} &= a_{31} (t_0 \omega^2 + i \omega) k_p^2; b_{32} = -a_{32} (t_0 \omega^2 + i \omega) k_p^2; \\ b_{33} &= k k_p^2 - a_{33} (t_0 \omega^2 + i \omega); \\ c_{11} &= -\mu k_s^2 + \rho \omega^2; c_{12} = c_{21} = \rho_w \omega^2; \\ c_{22} &= \rho_w \omega^2 / n + \rho_w \mathbf{g} i \omega / k_l. \end{aligned}$$

式中: k_p 和 k_s 分别表示饱和多孔热弹性介质中 P 波和 S 波的复波数。

对于式(12a) 可以解出 6 个不同的复波数 $k_p =$

$\text{Re}(k_p) + i \text{Im}(k_p)$, 式(12b)可以解出两个不同的复波数 $k_s = \text{Re}(k_s) + i \text{Im}(k_s)$, 其中 Re 和 Im 分别为实部和虚部, Re 反映常规波数, Im 反映波的衰减特性。由于振幅沿着波传播的方向衰减, 则 $\text{Im}(k_p) > 0$, $\text{Im}(k_s) > 0$, 故而 k_p 只有 3 个有意义的复根, 其中两个为压缩 P_1 波和 P_2 波的复波数 k_{p1} 和 k_{p2} , 第三个为 T 波(热波)的复波数 k_{p3} , 而 k_s 只有 1 个有意义的复根, 即为剪切 S 波的复波数。

2 S 波的反射问题

2.1 热弹性波的势方程

设饱和多孔热弹性地基中频率为 ω 的平面 S 波以任意角度 α_{rs} 入射至边界处, 在边界处将产生四种反射波(反射 P_1 波、反射 P_2 波、反射 T 波和反射 S 波), 如图 1 所示。

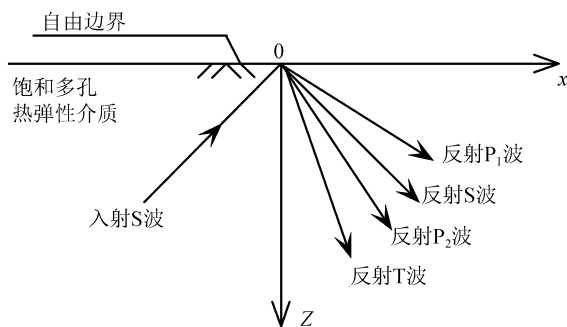


图 1 平面 S 波的反射示意图

Fig.1 Reflection diagram of plane S-wave

对于饱和多孔热弹性介质, 即 $z \geq 0$ 的部分, 则有入射 S 波的势函数:

$$\mathbf{H}_r^\beta = \mathbf{C}_{rs}^\beta \exp[ik_{rs}(l_{rs}x - n_{rs}z - v_{rs}t)] \quad (13a)$$

反射 S 波的势函数:

$$\mathbf{H}_f^\beta = \mathbf{C}_{fs}^\beta \exp[ik_{fs}(l_{fs}x + n_{fs}z - v_{fs}t)] \quad (13b)$$

反射 P 波的势函数:

$$\begin{aligned} \phi_f^\beta &= B_{fp1}^\beta \exp[ik_{fp1}(l_{fp1}x + n_{fp1}z - v_{fp1}t)] + \\ &B_{fp2}^\beta \exp[ik_{fp2}(l_{fp2}x + n_{fp2}z - v_{fp2}t)] + \\ &B_{fp3}^\beta \exp[ik_{fp3}(l_{fp3}x + n_{fp3}z - v_{fp3}t)] \end{aligned} \quad (13c)$$

反射 T 波的势函数:

$$\begin{aligned} \theta_f &= B_{fp1}^T \exp[ik_{fp1}(l_{fp1}x + n_{fp1}z - v_{fp1}t)] + \\ &B_{fp2}^T \exp[ik_{fp2}(l_{fp2}x + n_{fp2}z - v_{fp2}t)] + \\ &B_{fp3}^T \exp[ik_{fp3}(l_{fp3}x + n_{fp3}z - v_{fp3}t)] \end{aligned} \quad (13d)$$

式中: k_{rs} 和 v_{rs} 分别表示入射 S 波的波数和波速; k_{fs} 和 v_{fs} 分别表示反射 S 波的波数和波速; k_{fp1} 、 k_{fp2} 和 k_{fp3} 分别表示反射 P_1 波、 P_2 波和 T 波的波数; v_{fp1} 、 v_{fp2}

和 v_{fp3} 分别表示反射 P_1 波、 P_2 波和 T 波的波速。

将式(10)和(11)代入式(12), 可以推导出饱和多孔热弹性介质中的 P 波、T 波和 S 波在不同介质中的势函数幅值比例关系如下:

$$\delta_{w\gamma} = \frac{B_{fp\gamma}^w}{B_{fp\gamma}^s} = \frac{b_{11}^{(\gamma)} b_{23}^{(\gamma)} - b_{21}^{(\gamma)} b_{13}^{(\gamma)}}{b_{22}^{(\gamma)} b_{13}^{(\gamma)} - b_{12}^{(\gamma)} b_{23}^{(\gamma)}} \quad (14a)$$

$$\delta_{T\gamma} = \frac{B_{fp\gamma}^T}{B_{fp\gamma}^s} = \frac{b_{32}^{(\gamma)} b_{21}^{(\gamma)} - b_{22}^{(\gamma)} b_{31}^{(\gamma)}}{b_{22}^{(\gamma)} b_{33}^{(\gamma)} - b_{23}^{(\gamma)} b_{32}^{(\gamma)}} \quad (14b)$$

式中: $\gamma = 1, 2, 3$ 。

2.2 边界条件

考虑地表为自由透水、绝热边界, 则在地表 $z = 0$ 处有以下边界条件:

$$\sigma_{zz} = 0, \sigma_{xz} = 0, P_w = 0, \frac{\partial \theta}{\partial z} = 0 \quad (15)$$

其中

$$\sigma_{zz} = (\lambda + \alpha^2 M) \nabla^2 \phi_s + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi_s}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 H_s}{\partial x \partial z} \right) +$$

$$\alpha M \nabla^2 \phi_w - (\alpha a_u M + K a_c) \theta \quad (16a)$$

$$\sigma_{xz} = \mu \left(2 \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 H_s}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 H_s}{\partial z^2} \right) \quad (16b)$$

$$p_w = -\alpha M \nabla^2 \phi_s + M \nabla^2 \phi_w + a_u M \theta \quad (16c)$$

将式(13a)~(13d)代入式(16a)~(16c)并结合边界条件式(15), 略去公共项后可得如下矩阵形式的各幅值之间的关系式:

$$[D][B_{fp1}^s, B_{fp2}^s, B_{fp3}^s, C_{fs}^s]^T = C_{rs}^s [E] \quad (17)$$

式中: 上标 T 表示转置, $[D]$ 为 4×4 阶矩阵, $[E]$ 为 4×1 阶矩阵, 其中的元素分别为:

$$d_{11} = (\lambda + \alpha^2 M + 2\mu n_{fp1}^2 + \alpha M \delta_{w1}) k_{fp1}^2 + (\alpha a_u M + K a_c) \delta_{T1};$$

$$d_{12} = (\lambda + \alpha^2 M + 2\mu n_{fp2}^2 + \alpha M \delta_{w2}) k_{fp2}^2 + (\alpha a_u M + K a_c) \delta_{T2};$$

$$d_{13} = (\lambda + \alpha^2 M + 2\mu n_{fp3}^2 + \alpha M \delta_{w3}) k_{fp3}^2 + (\alpha a_u M + K a_c) \delta_{T3};$$

$$d_{14} = 2\mu l_{fs} n_{fs} k_{fs}^2; d_{21} = 2\mu l_{fp1} n_{fp1} k_{fp1}^2;$$

$$d_{22} = 2\mu l_{fp2} n_{fp2} k_{fp2}^2; d_{23} = 2\mu l_{fp3} n_{fp3} k_{fp3}^2;$$

$$d_{24} = \mu (1 - 2n_{fs}^2) k_{fs}^2;$$

$$d_{31} = (\alpha M - M \delta_{w1}) k_{fp1}^2 + a_u M \delta_{T1};$$

$$d_{32} = (\alpha M - M \delta_{w2}) k_{fp2}^2 + a_u M \delta_{T2};$$

$$d_{33} = (\alpha M - M \delta_{w3}) k_{fp3}^2 + a_u M \delta_{T3}; d_{34} = d_{44} = 0;$$

$$d_{41} = n_{fp1}^2 \delta_{T1} k_{fp1}^2; d_{42} = n_{fp2}^2 \delta_{T2} k_{fp2}^2; d_{43} = n_{fp3}^2 \delta_{T3} k_{fp3}^2;$$

$$e_1 = 2\mu l_{rs} n_{rs} k_{rs}^2; e_2 = (1 - 2l_{rs}^2) \mu k_{rs}^2; e_3 = e_4 = 0.$$

设入射波的固相位移幅值为 1, 即 $C_{rs}^s = 1$, 则边界处的四种反射波的振幅反射率可分别表示为:

$$n_{fp1} = \frac{B_{fp1}^s}{C_{rs}^s}, n_{fp2} = \frac{B_{fp2}^s}{C_{rs}^s}, n_{fp3} = \frac{B_{fp3}^s}{C_{rs}^s}, n_{fs} = \frac{C_{fs}^s}{C_{rs}^s} \quad (18)$$

式中: n_{fp1} 、 n_{fp2} 、 n_{fT} 和 n_{fs} 分别表示反射 P_1 波、反射 P_2 波、反射 T 波和反射 S 波的振幅反射率。

3 数值计算与讨论

为研究平面 S 波在饱和多孔热弹性介质自由边界上的反射特性,对式(17)中的四个反射波势函数

幅值 B_{fp1}^s 、 B_{fp2}^s 、 B_{fs}^s 和 C_{fs}^s 进行求解,并结合式(18)求得四种反射波的振幅反射率 n_{fp1} 、 n_{fp2} 、 n_{fT} 和 n_{fs} 。利用数值算例分析了各反射波的振幅反射率受频率、热膨胀系数和入射角度变化的影响。若无特殊说明,数值算例中所采用的热物理参数的取值均以表 1 所选取的数值考虑。

表 1 介质的材料参数

Table 1 Material parameters of media					
符号	取值/单位	符号	取值/单位	符号	取值/单位
λ	4.4/GPa	ρ_s	2650/(kg·m ³)	c_s	940/(J·kg ⁻¹ ·℃ ⁻¹)
μ	2.8/GPa	ρ_w	820/(kg·m ⁻³)	c_w	4 200/(J·kg ⁻¹ ·℃ ⁻¹)
K_s	36/GPa	g	9.8/(m·s ⁻²)	n	0.4
K_w	2/GPa	T_0	27/℃	D_T	2.7×10 ⁻¹¹ /(m ² ·s ⁻¹ ·℃ ⁻¹)
a_c	3.0×10 ⁻⁵ /℃ ⁻¹	t_0	0.001/s	k_l	1.0×10 ⁻⁴ /(m·s ⁻¹)
a_s	3.0×10 ⁻⁵ /℃ ⁻¹	k_s	3.29/(J·s ⁻¹ ·m ⁻¹ ·℃ ⁻¹)	ω	500/(rad·s ⁻¹)
a_w	3.0×10 ⁻⁴ /℃ ⁻¹	k_w	0.582 J/(s·m·℃)		

图 2 分别表示在不同入射频率条件下地基边界处各反射波的振幅反射率随平面 S 波入射角度的变

化曲线。图 2 表明,入射角的变化对各波的振幅反射率均有较明显的影响。当平面 S 波的入射角为 0°,即

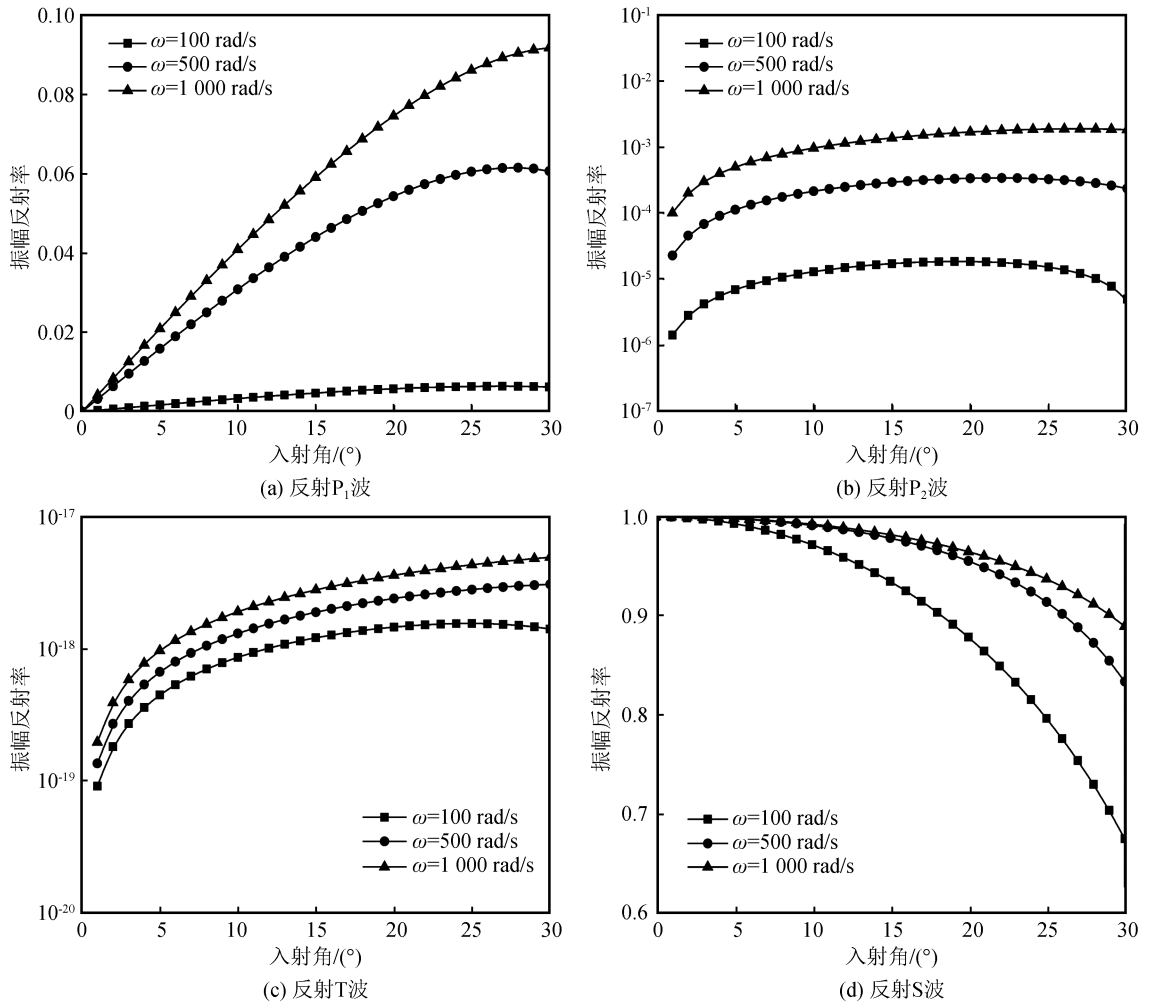


图 2 不同频率下各波振幅反射率随入射角的变化

Fig.2 Variation of the amplitude reflection ratio of different reflected wave with incident angle under different frequencies

平面 S 波垂直入射至饱和多孔热弹性介质的边界时,只存在反射 S 波,且其振幅反射率为 1。随着入射角的增大,反射 P_1 波、反射 P_2 波和反射 T 波的振幅反射率均随之增大,当入射角达到某一临界角时其振幅反射率开始减小。而反射 S 波的振幅反射率随着入射角的增大而减小,且已有研究表明当入射角达到某一值时,其振幅反射率将增大。此外,由图 2 可以看出平面 S 波的入射频率对各反射波的振幅反射率亦有较大影响,主要表现为四种反射波的振幅反射率均随着入射频率的增大而增大。同时,可以看出在同一入射角和入射频率下,四种反射波

的振幅反射率按由大到小的次序排列依次为反射 S 波、反射 P_1 波、反射 P_2 波和反射 T 波。

图 3 分别给出了在不同热膨胀系数的饱和多孔热弹性介质的边界上四种反射波随平面 S 波入射角度大小的变化曲线。图 3 中四种反射波的振幅反射率随平面 S 波入射角的变化曲线与图 2 计算结果保持一致。由图 3 可知,饱和多孔介质的热膨胀系数对四种反射波的振幅反射率均有不同程度的影响,其中热膨胀系数对反射 P_1 波的影响最为显著。可以看出,当热膨胀系数 α_u 从 $2.0 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 增大到 $4.0 \times 10^{-4} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ 时,四种反射波的振幅反射率均有不

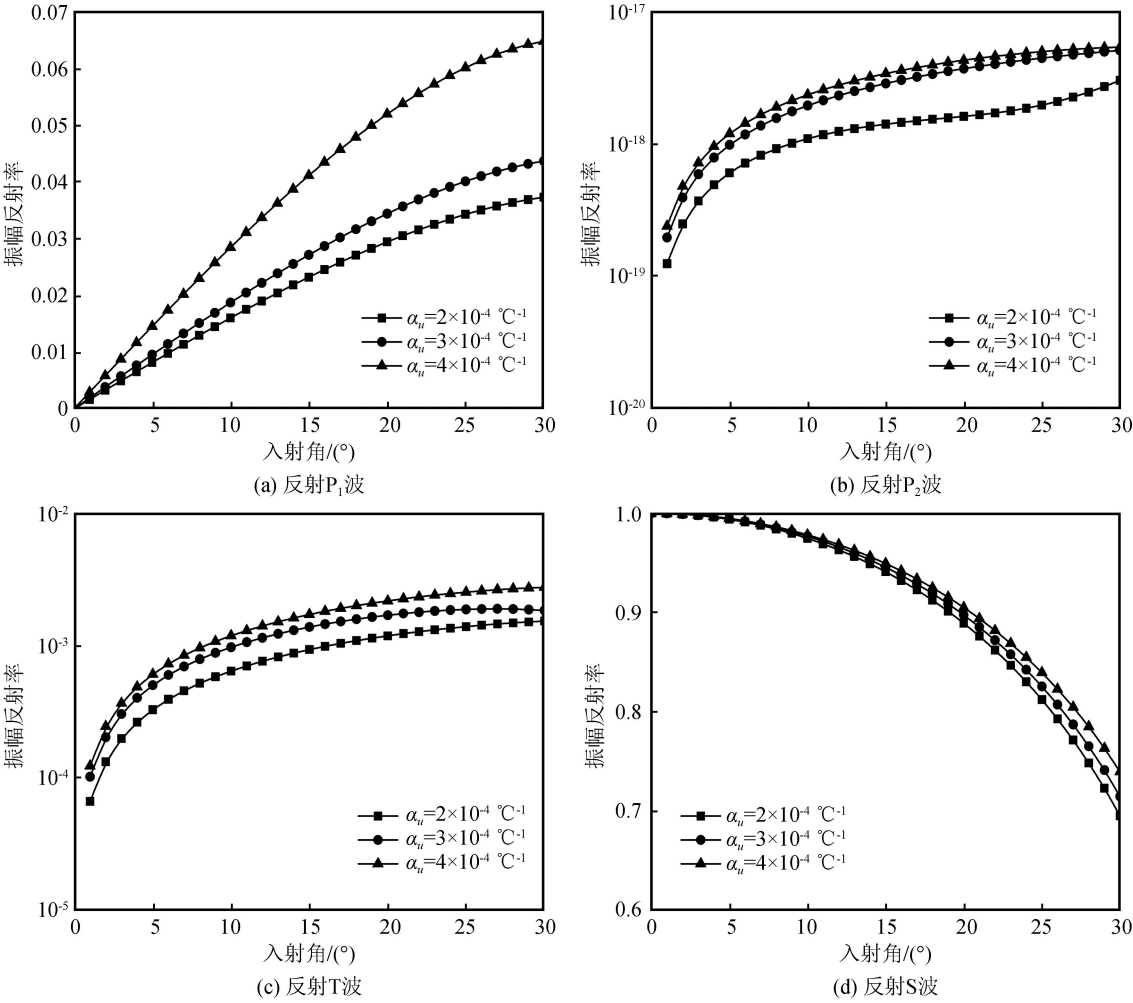


图 3 不同热膨胀系数下各波振幅反射率随入射角的变化

Fig.3 Variation of the amplitude reflection ratio of different reflected wave with incident angle under different thermal expansion coefficients

同程度的增大,且反射 P_1 波和反射 S 波的振幅反射率的增大幅度与反射 P_2 波和反射 T 波的振幅反射率的增大幅度相差多个数量级。这是由于在饱和多孔介质中,热膨胀系数对于 P_1 波有着很大影响,而其对 P_2 波、T 波和 S 波的影响基本可以忽略不计^[23]。

4 结语

本文基于多孔介质理论和广义热弹性模型,研究平面 S 波由饱和多孔热弹性介质向其边界入射并发生反射情形下,入射波频率、土体热膨胀系数和入

射角对四种弹性反射波的振幅反射率的影响。通过数值算例并结合参数分析,得到以下结论:

(1) 平面 S 波的人射角对四种反射波的振幅反射率均有较大影响。当平面 S 波垂直入射时,只存在反射 S 波。

(2) 平面 S 波入射频率的变化对四种反射波的振幅反射率亦有显著影响,随着入射波频率的增大,四种反射波的振幅反射率亦将增大。

(3) 四种反射波的振幅反射率均随着饱和土体的热膨胀系数的增大而呈不同程度的增大。

参考文献(References)

- [1] BIOT M A.Theory of Propagation of Elastic Waves in a Fluid-Saturated Porous Solid.II.Higher Frequency Range[J].The Journal of the Acoustical Society of America,1956,28(2):179-191.
- [2] BIOT M A.Mechanics of Deformation and Acoustic Propagation in Porous Media[J].Journal of Applied Physics,1962,33(4):1482-1498.
- [3] 夏唐代,颜可珍,孙鸣宇.饱和土层中瑞利波的传播特性[J].水利学报,2004,35(11):81-84.
XIA Tangdai,YAN Kezhen,SUN Mingyu.Propagation of Rayleigh Wave in Saturated Soil Layer[J].Journal of Hydraulic Engineering,2004,35(11):81-84.
- [4] 周新民,夏唐代.半空间准饱和土中瑞利波的传播特性研究[J].岩土工程学报,2007,29(5):750-754.
ZHOU Xinmin,XIA Tangdai.Characteristics of Rayleigh Waves in Half-space of Partially Saturated Soil[J].Chinese Journal of Geotechnical Engineering,2007,29(5):750-754.
- [5] LI W H,ZHAO C G.Scattering of Plane SV Waves by Circular-Arc Alluvial Valleys with Saturated Soil Deposits[J].Chinese Journal of Geophysics,2004,47(5):1025-1036.
- [6] 黄茂松,任青,周仁义,等.层状地基中瑞利波随深度的衰减特性[J].岩土力学,2009,30(1):113-117,122.
HUANG Maosong,REN Qing,ZHOU Renyi,et al.Attenuation Characters of Rayleigh Wave in Layered Soils[J].Rock and Soil Mechanics,2009,30(1):113-117,122.
- [7] 柴华友,张电吉,卢海林,等.层状饱和介质中瑞利波传播特性薄层分析方法[J].岩土工程学报,2015,37(6):1132-1141.
CHAI Huayou,ZHANG Dianji,LU Hailin,et al.Behavior of Rayleigh waves in layered saturated porous media using thin-layer method[J].Chinese Journal of Geotechnical Engineering,2015,37(6):1132-1141.
- [8] MA Q,ZHOU F.Propagation Conditions of Rayleigh Waves in Nonhomogeneous Saturated Porous Media[J].Soil Mechanics & Foundation Engineering,2016,53(4):268-273.
- [9] SINGH B.Rayleigh Surface Wave in a Porothermoelastic Solid Half-space[J].The Journal of the Acoustical Society of America,2017,141(5):3739.
- [10] PECKER C,DERESIEWICZ H.Thermal Effects on Wave Propagation in Liquid-filled Porous Media[J].Acta Mechanica,1973,16(1-2):45-64.
- [11] SINGH B.On Propagation of Plane Waves in Generalized Porothermoelasticity[J].Bulletin of the Seismological Society of America,2011,101(2):756-762.
- [12] 刘干斌,谢康和,郑荣跃.考虑非线性多孔弹性介质热流固耦合动力响应模型[J].中国科学:技术科学,2009(2):359-367.
LIU Ganbin,XIE Kanghe,ZHENG Rongyue.The Coupling Non-thermo-hydro-mechanical Dynamic Response Model for Saturated Porous Elastic Medium[J].Science in China Series E: Technological Sciences,2009,39(2):359-367.
- [13] LIU G B,XIE K H,YE R H.Mode of a Spherical Cavity's Thermo-elastodynamic Response in a Saturated Porous Medium for Non-torsional Loads[J].Computers and Geotechnics,2010,37(3):381-390.
- [14] 陈龙珠,黄秋菊,夏唐代.饱和地基中瑞利波的弥散特性[J].岩土工程学报,1998,20(3):6-9.
CHEN Longzhu,HUANG Qiuju,XIA Tangdai.Dispersion of Rayleigh Wave in a Saturated Soil Ground[J].Chinese Journal of Geotechnical Engineering,1998,20(3):6-9.
- [15] 王澄,高盟,高广运,等.饱和土中圆柱形衬砌对瞬态弹性波的散射[J].西北地震学报,2012,34(4):324-330.
WANG Ying,GAO Meng,GAO Guangyun,et al.Scattering of Transient Elastic Wave by Cylindrical Cavity with Lining in Saturated Soil[J].Northwestern Seismological Journal,2012,34(4):324-330.
- [16] 蒋录珍,郭亚然,陈艳华.SV 波在饱和土体自由表面的反射[J].地震工程学报,2017,39(6):1054-1061,1096.
JIANG Luzhen,GUO Yaran,CHEN Yanhua.Reflection of SV Wave at the Free Surface of Saturated Soils[J].China Earthquake Engineering Journal,2017,39(6):1054-1061,1096.
- [17] YANG J.A Note on Rayleigh Wave Velocity in Saturated Soils with Compressible Constituents[J].Canadian Geotechnical Journal,2001,38(6):1360-1365.
- [18] LIU K,LIU Y.Propagation Characteristic of Rayleigh Waves in Orthotropic Fluid-saturated Porous Media[J].Journal of Sound and Vibration,2004,271(1-2):1-13.
- [19] 赵海波,陈树民,李来林,等.流体饱和度对 Rayleigh 波传播影响研究[J].中国科学(物理学、力学、天文学),2012,42(2):148-155.
ZHAO Haibo,CHEN Shumin,LI Lailin,et al.Influence of Fluid Saturation on Rayleigh Wave Propagation[J].SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica,2012,42(2):148-155.
- [20] SHARMA M D.Pseudo Rayleigh Wave in a Partially Saturated Non-dissipative Porous Solid[J].Journal of Seismology,2017,21(2):425-434.
- [21] 陈炜昀,夏唐代,黄睿,等.P1 波在非饱和土地基表面的反射特性[J].工程力学,2013,30(9):56-62.
CHEN Weiyun,XIA Tangdai,HUANG Rui,et al.Reflection Characteristics of P1 Waves at the Free Boundary of Unsaturated Soil[J].Engineering Mechanics,2013,30(9):56-62.
- [22] 陈炜昀,夏唐代,刘志军,等.平面 S 波在非饱和土自由边界上

的反射问题研究[J].振动与冲击,2013,32(1):99-103,127.

CHEN Weiyun, XIA Tangdai, LIU Zhijun, et al. Reflection of plane-S-waves at a Free Boundary of Unsaturated Soil[J]. Journal of Vibration and Shock, 2013, 32(1): 99-103, 127.

[23] 刘干斌,郑荣跃,陶海冰.饱和多孔介质中热弹性波传播特性研究[J].地下空间与工程学报,2016,12(4):926-931.

LIU Ganbin, ZHENG Rongyue, TAOHAIBING. Propagation of Thermo-elastic Wave in Saturated Porous Media[J]. Chinese Journal of Underground Space and Engineering, 2016, 12(4): 926-931.

(上接第 104 页)

[4] REN H X, CHEN X F, HUANG Q H. Numerical Simulation of Coseismic Electromagnetic Fields Associated with Seismic Waves Due to Finite Faulting in Porous Media[J]. Geophysical Journal International, 2012, 188(3): 925-944.

[5] 张建国.强震前电磁辐射异常演化特征及其机理探索研究[D].合肥:中国科学技术大学,2017.

ZHANG Jianguo. Research on Anomaly Characteristics of Electromagnetic Radiation Signal and Mechanism before Strong Earthquakes[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2017.

[6] HAYAKAWA M, ITOH T, HATTORI K, et al. ULF Electromagnetic Precursors for an Earthquake at Biak, Indonesia on February 17, 1996[J]. Geophysical Research Letters, 2000, 27(10): 1531-1534.

[7] HAYAKAWA M, HATTORI K. Ultra-Low-Frequency Electromagnetic Emissions Associated with Earthquakes[J]. IEEE Transactions on Fundamentals and Materials, 2004, 124(12): 1101-1108.

[8] HAYAKAWA M, HATTORI K, OHTA K. Monitoring of ULF (Ultra-Low-Frequency) Geomagnetic Variations Associated with Earthquakes[J]. Sensors (Basel), 2007, 7(7): 1108-1122.

[9] MOLCHANOV O, SCHEKOTOV A, FEDOROV E, et al. Pre-seismic ULF Electromagnetic Effect from Observation at Kamchatka[J]. Natural Hazards and Earth System Sciences, 2003, 3(3/4): 203-209.

[10] HATTORI K. ULF Geomagnetic Changes Associated with Large Earthquakes[J]. Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences, 2004, 15(3): 329.

[11] PRATTES G, SCHWINGENSCHUH K, EICHELBERGER H U, et al. Multi-Point Ground-Based ULF Magnetic Field Observations in Europe during Seismic Active Periods in 2004 and 2005[J]. Natural Hazards and Earth System Sciences, 2008, 8(3): 501-507.

[12] 冯志生,李琪,卢军,等.基于磁通门秒数据的 ULF 磁场可靠信息提取.华南地震,2010,30(2):1-7.

FENG Z S, LI Q, LU J, et al. 2010. The Seismic ULF Geomagnetic Reliable Information Extraction based on Fluxgate Magnetometer Data of Second Value[J]. South China Journal of Seismology, 2010, 30(2): 1-7.

[13] LI Q, ZHU P Y, MAMATEMIN A, et al. Detection of ULF Electromagnetic Emissions as a Precursor to Two Earthquakes in China[J]. Earthquake Science, 2011, 24(6): 601-607.

[14] 李琪,杨星,蔡绍平.极化方法应用于地磁台阵的震例分析[J].震灾防御技术,2015,10(2):412-417.

LI Qi, YANG Xing, CAI Shaoping. Case Study of Applying Polarization Method to Geomagnetic Array Data[J]. Technology for Earthquake Disaster Prevention, 2015, 10(2): 412-417.