

柱面波在节理岩体中的传播特性

柴少波, 李建春, 李海波

(中国科学院武汉岩土力学研究所 岩土力学与工程国家重点实验室, 湖北 武汉 430071)

摘要: 柱面波在节理岩体中传播规律的分析对于岩石工程特别是采矿工程和地下工程具有重要的研究意义。基于波阵面的动量守恒和节理的位移不连续理论, 首先对入射柱面P波与线弹性节理之间的相互作用关系进行定量分析, 推导应力波通过单节理的传播方程。根据应力波的几何扩散性, 进一步分析柱面波的能量衰减。当波阵面相对节理面垂直和倾斜2种情况时, 分别计算出相应的透射和反射系数, 并将计算结果和波阵面为平面的情况进行对比, 结果吻合较好。最后开展参数研究, 分析节理不同位置处的透射波及波源节理距离和节理的刚度对柱面P波在节理岩体中传播影响的规律。

关键词: 岩石力学; 柱面P波; 节理; 波传播; 动量守恒; 能量变化

中图分类号: TU 45

文献标识码: A

文章编号: 1000-6915(2014)03-0523-08

PROPAGATION CHARACTERISTICS OF CYLINDRICAL WAVE IN JOINT ROCK MASSES

CHAI Shaobo, LI Jianchun, LI Haibo

(State Key Laboratory of Geomechanics and Geotechnical Engineering, Institute of Rock and Soil Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan, Hubei 430071, China)

Abstract: The interaction between rock joints and cylindrical waves, which frequently occurs in mining and underground construction, is crucial in rock engineering. Based on the conservation of momentum at the wave fronts and the displacement discontinuity method, quantitative analysis of interaction between incidently cylindrical longitudinal-wave(P-wave) and a linear elastic rock joint is carried out. The wave propagation equation is accordingly deduced. Due to the geometrical spreading, reduction of the wave energy at the wave front is analyzed. For the normal impacting and oblique impacting of the incident wave, the transmission and reflection coefficients obtained from the derived wave propagation equation agree very well with the results from the existing method. Then parametric studies are carried out to investigate the effects of the wave source distance, the density of explosion and the incident waveforms on wave propagation across a jointed rock mass.

Key words: rock mechanics; cylindrical P-wave; rock joint; wave propagation; conservation of momentum; energy variation

1 引言

天然岩体并非均质体, 存有大量的不连续面,

包括不同尺寸的断层、节理和裂隙等, 在岩石工程中统称为节理。岩石节理的存在造成了岩体的不连续和不均匀, 进而显著地影响了岩体的各种工程性质, 如力学性质、渗透以及热传导性能, 同时节理

收稿日期: 2013-04-19; **修回日期:** 2013-09-23

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11072257); 国家杰出青年基金资助项目(51025935); 国家重点基础研究发展计划(973)项目(2010CB732001)

作者简介: 柴少波(1989-), 男, 2011年毕业于西安交通大学土木工程专业, 现为硕士研究生, 主要从事应力波在节理岩土中传播规律方面的研究工作。E-mail: jcli@whrsm.ac.cn

极大影响着应力波在岩体中的传播规律。由于节理成因及物理力学性质复杂,研究和解决节理对岩体性质的影响,以及应力波在非连续介质中的传播问题已成为地下岩体工程中的热点问题^[1-2]。

早期,关于应力波传播规律的研究主要是考虑应力波穿越裂隙或者界面层介质时界面或裂隙对波的影响。如张奇^[3]探讨了填充节理的力学特性对垂直入射的平面压缩应力波的影响,从应力角度出发,给出了透、反射波与入射波的应力关系表达式;王明洋和钱七虎^[4]运用应力波通过裂隙传播理论,分析了应力波垂直通过节理裂隙的衰减规律并针对平面压应力波给出了纵波经过 N 条平行闭合裂隙后的透射系数。随后, G. Schoenber^[1]将位移不连续理论应用于应力波传播问题的研究,并不断改进和发展,取得了大量的研究成果。如 J. Zhao 和 J. G. Cai^[5]在不考虑剪切波的情况下研究了平面 P 波垂直入射非线性法向变形节理时的传播规律及入射波振幅和频率对波的传播的影响,并获得了透射和反射系数的数值解;俞缙等^[6-7]在不考虑剪切波的情况下,探讨了 2 种非线性节理模型对弹性纵波传播的影响;之后又对非线性模型进行了改进。

相对于应力波垂直入射岩石节理的情形,应力波斜入射节理岩体更为复杂,不仅会产生波的衰减,而且在应力波和节理面之间的相互作用过程中还有新的波型产生^[8]。J. C. Li和G. W. Ma^[9]研究了任意角度入射的应力波和波型转换产生的应力波与单个弹性节理的相互作用,并分析了节理刚度、入射角度、入射波波型等因素对透反射系数的影响规律。

到目前为止,大多数研究都是针对波阵面为平面(简称平面波)的情况,而缺少波阵面为曲面的情况,如柱面波和球面波。岩石工程中地下开挖常采用爆破手段实施,其所产生的爆炸波通常是以柱面波或者球面波的形式在岩体中传播。柱面波和球面波在传播过程中会产生不同于波阵面为平面的波的几何衰减,从而影响力波传播透反射。因此,有必要分析柱面波和球面波在岩体中的传播特性。

柱面波在垂直于轴向平面内可看作线源以环形波阵面向周围介质中发射应力波,当与波源距离相同时各波阵面上的应力波大小相等。在这种简化模型下, J. C. Li 等^[10]分析了地下爆炸产生的柱面波传播到地表时形成的表面波,以及表面波和柱面体波的耦合引起的地面振动。本文沿用以上模型,着重从理论上分析柱面波作用于岩体内节理面上的特性。

本文在 L. R. Myer 等^[11]建立了节理面线弹性位移不连续模型基础上,依据柱面波的基本性质,基于波前动量守恒理论和位移不连续方法所提出的时域分析新方法^[9],考虑柱面 P 波在传播过程中的几何衰减,在时域内获得了柱面拉伸压缩波(柱面 P 波)在线性节理中传播的波动方程。其次,对柱面 P 波入射岩体节理面时的数值结果进行了参数研究,包括节理与波源的水平距离、入射点在节理上的位置、节理的无量纲刚度、入射波频率等。

2 柱面 P 波通过单个节理透反射推导

2.1 柱面 P 波与节理之间的相互作用

某个柱面 P 波从节理的左界面入射时,节理面上的透射波和反射波如图 1 所示,图中, I_p 表示入射 P 波, T_p 和 T_s 分别表示透射 P 波和透射 S 波, R_p 和 R_s 分别表示反射 P 波和反射 S 波。

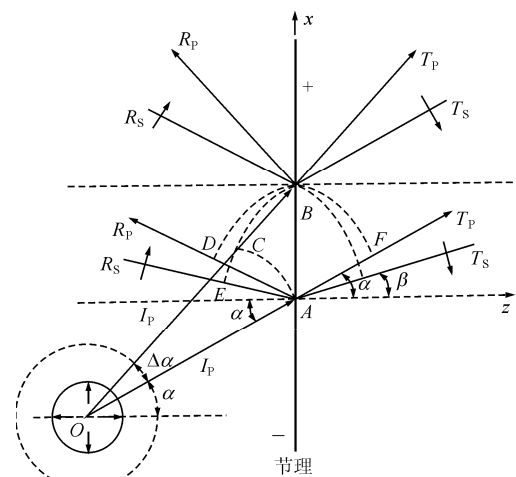


图 1 柱面 P 波作用于节理面上的示意图

Fig.1 Diagram of cylindrical P-wave propagation in a joint

定义入射波和节理面方向之间的夹角为入射角 α 。当一束具有微小夹角 $\Delta\alpha$ 的入射波达到节理面时,其与节理面、波阵面构成一个微元体(见图 2(a))。同样的,该入射波所产生的透射波和反射波也会形成相类似的微小单元体,如图 2(b)~(e)所示,其中,圆弧 AC, BD, BE, BF, BG 分别为 I_p, R_p, R_s, T_p, T_s 的波阵面。

以入射波微元体为例, AB 表示节理的左界面,如果不考虑体力的影响,节理两侧微元面上的应力状态如图 2 中所示。由于该问题属于平面应变问题,所以环向应力 $\sigma_{\theta I_p} = [\nu / (1 - \nu)]\sigma_{r I_p}$,其中, $\sigma_{r I_p}$ 为径向应力, ν 为泊松比。 σ_1 和 τ_1 分别表示左节理面上的正应力和切应力。由微元体上力的平衡条件可得

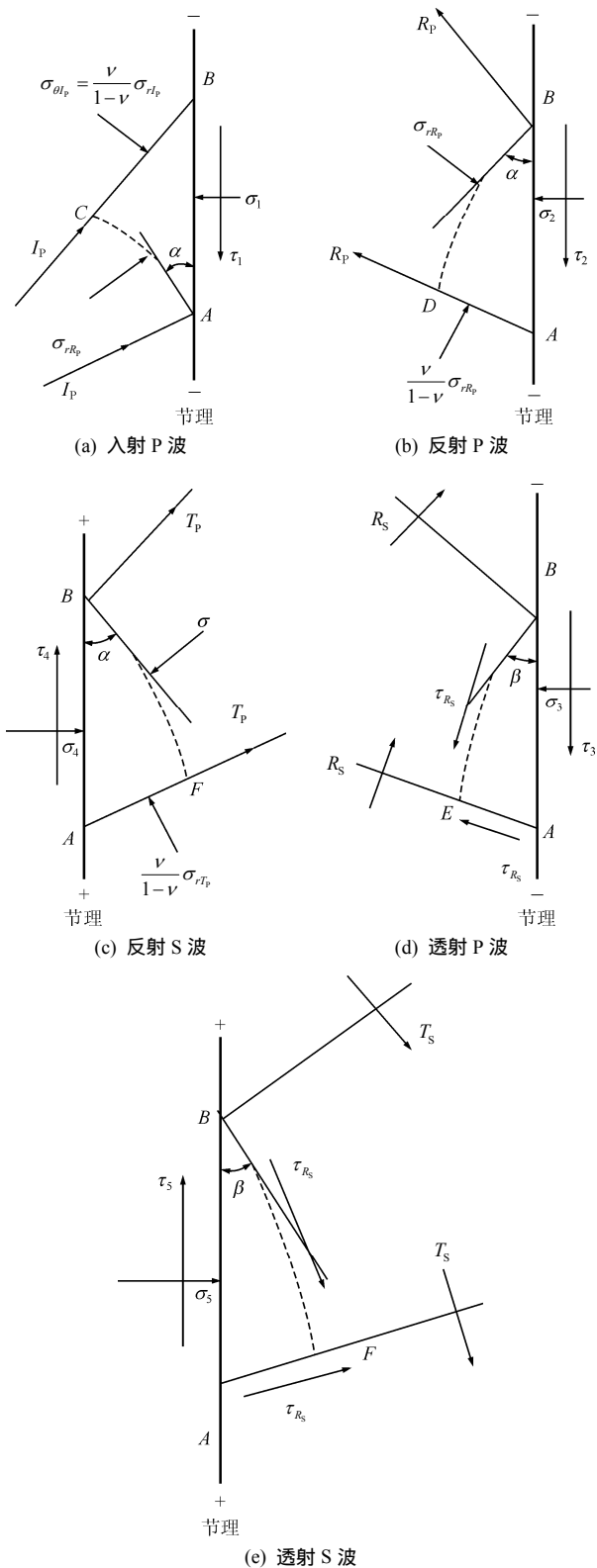


图 2 入波阵面和节理两侧应力

Fig.2 Stress on wave-front and rock joint

$$\sigma_1 AB - \sigma_{rIp} \cos(\alpha + \Delta\alpha / 2) AC - [v / (1 - v)] \sigma_{rIp} \sin(\alpha + \Delta\alpha / 2) BC = 0 \quad (\text{径向}) \quad (1)$$

$$\tau_1 AB - \sigma_{rIp} \sin(\alpha + \Delta\alpha / 2) AC + [v / (1 - v)] \sigma_{rIp} \cos(\alpha + \Delta\alpha / 2) BC = 0 \quad (\text{环向}) \quad (2)$$

假定 $AC = AB \cos \alpha$, $\Delta\alpha \rightarrow 0$, 则式(1)和(2)可以分别简化为

$$\sigma_1 - \sigma_{rIp} \cos^2 \alpha - [v / (1 - v)] \sigma_{rIp} \sin^2 \alpha = 0 \quad (3)$$

$$\tau_1 - \sigma_{rIp} \sin \alpha \cos \alpha + [v / (1 - v)] \sigma_{rIp} \cos \alpha \sin \alpha = 0 \quad (4)$$

引入 Snell 定律：

$$\frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = \frac{c_s}{c_p} = \sqrt{\frac{1 - 2\nu}{2(1 - \nu)}} \quad (5)$$

式中： c_p 和 c_s 分别为 P 波和 S 波的传播速度。结合式(3) , (4)可得

$$\sigma_1 = \sigma_{rIp} \cos(2\beta) , \tau_1 = \sigma_{rIp} \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha \quad (6)$$

同样地，通过图 2(b) ~ (e)可得到其他几组应力值为

$$\sigma_2 = \sigma_{rRp} \cos(2\beta) , \tau_2 = -\sigma_{rRp} \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha \quad (7)$$

$$\sigma_3 = -\tau_{Rs} \sin(2\beta) , \tau_3 = -\tau_{Rs} \cos(2\beta) \quad (8)$$

$$\sigma_4 = \sigma_{rTp} \cos(2\beta) , \tau_4 = \sigma_{rTp} \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha \quad (9)$$

$$\sigma_5 = -\tau_{Ts} \sin(2\beta) , \tau_5 = \tau_{Ts} \cos(2\beta) \quad (10)$$

根据波阵面上动量守恒，有 $\sigma_{rIp} = z_p v_{Ip}$, $\sigma_{rRp} = z_p v_{Rp}$, $\tau_{Rs} = z_s v_{Rs}$, $\sigma_{rTp} = z_p v_{Tp}$, $\tau_{Ts} = -z_s v_{Ts}$, 其中， z_i ($i = P, S$) 为波阻抗，即 $z_p = \rho c_p$ 和 $z_s = \rho c_s$; ρ 为波传播的岩石密度； v_{Ip} 为入射波引起的质点速度； v_{Rp} 和 v_{Rs} 分别为反射波引起的质点 P 波和 S 波速度； v_{Tp} 和 v_{Ts} 分别为透射波引起的质点 P 波和 S 波速度。考虑波阵面上动量守恒，由式(6) ~ (10)可得节理两侧应力与质点的振动速度之间的关系式：

$$\sigma^- = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3 = z_p \cos(2\beta) v_{Ip} + z_p \cos(2\beta) v_{Rp} - z_s \sin(2\beta) v_{Rs} \quad (11)$$

$$\tau^- = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \cot \alpha v_{Ip} - z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \cot \alpha v_{Rp} - z_s \cos(2\beta) v_{Rs} \quad (12)$$

$$\sigma^+ = \sigma_4 + \sigma_5 = z_p \cos(2\beta) v_{Tp} + z_s \sin(2\beta) v_{Ts} \quad (13)$$

$$\tau^+ = \tau_4 + \tau_5 = z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \cot \alpha v_{Tp} - z_s \cos(2\beta) v_{Ts} \quad (14)$$

$$v_n^- = \cos \alpha v_{Ip} - \cos \alpha v_{Rp} + \sin \beta v_{Rs} \quad (15)$$

$$v_\tau^- = \sin \alpha v_{Ip} + \sin \alpha v_{Rp} + \cos \beta v_{Rs} \quad (16)$$

$$v_n^+ = \cos \alpha v_{Tp} + \sin \beta v_{Ts} \quad (17)$$

$$v_\tau^+ = \sin \alpha v_{Tp} - \cos \beta v_{Ts} \quad (18)$$

2.2 节理模型

本文假定节理模型为线弹性，用 k_n 和 k_s 分别表示节理的法向刚度和剪切刚度。根据位移不连续理论，即节理各面上应力连续而位移不连续，有

$$\sigma^- = \sigma^+ = \sigma , \tau^- = \tau^+ = \tau \quad (19)$$

结合线弹性节理模型，可得到节理两侧位移和

应力的关系：

$$u_n^- - u_n^+ = \Delta u_n = \frac{\sigma}{k_n}, \quad u_\tau^- - u_\tau^+ = \Delta u_\tau = \frac{\tau}{k_s} \quad (20)$$

式中： u_n^- 和 u_τ^- 分别为节理左侧法向和切向位移， u_n^+ 和 u_τ^+ 分别为节理右侧法向和切向位移。将式(20)对时间 t 求微分，并假定 Δt 为非常小的时间差，可得

$$\left. \begin{aligned} v_{n(i)}^- - v_{n(i)}^+ &= \frac{1}{k_n} \frac{\partial \sigma}{\partial t} \approx \frac{1}{k_n} \frac{\sigma_{i+1} - \sigma_i}{\Delta t} \\ v_{\tau(i)}^- - v_{\tau(i)}^+ &= \frac{1}{k_s} \frac{\partial \tau}{\partial t} \approx \frac{1}{k_s} \frac{\tau_{i+1} - \tau_i}{\Delta t} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

结合节理两侧应力的关系式(11)~(14)和速度的关系式(15)~(18)，由式(21)可以得到时域范围内的迭代形式的波动方程：

$$\begin{aligned} &k_n \Delta t \cos \alpha v_{I_p(i)} - k_n \Delta t \cos \alpha v_{R_p(i)} + k_n \Delta t \sin \beta v_{R_s(i)} + \\ &[-k_n \Delta t \cos \alpha + z_p \cos(2\beta)]v_{T_p(i)} + [-k_n \Delta t \sin \beta + \\ &z_p \sin(2\beta)]v_{T_s(i)} = z_p \cos(2\beta)v_{T_p(i+1)} + z_s \sin(2\beta)v_{T_s(i+1)} \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} &k_s \Delta t \cos \alpha v_{I_p(i)} + k_s \Delta t \sin \alpha v_{R_p(i)} + k_s \Delta t \sin \beta v_{R_s(i)} + \\ &[-k_s \Delta t \sin \alpha + z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha]v_{T_p(i)} + \\ &[-k_s \Delta t \cos \beta - z_s \cos(2\beta)]v_{T_s(i)} = \\ &z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha v_{T_p(i+1)} - z_s \cos(2\beta)v_{T_s(i+1)} \end{aligned} \quad (23)$$

该方程用矩阵形式可以表示为

$$\begin{bmatrix} v_{R_p} \\ v_{R_s} \end{bmatrix}_{(i)} = -\mathbf{B}^{-1} \mathbf{A} v_{I_p(i)} + \mathbf{B}^{-1} \mathbf{C} \begin{bmatrix} v_{T_p} \\ v_{T_s} \end{bmatrix}_{(i)} \quad (24)$$

$$\begin{bmatrix} v_{T_p} \\ v_{T_s} \end{bmatrix}_{(i+1)} = \mathbf{G}^{-1} \mathbf{D} v_{I_p(i)} + \mathbf{G}^{-1} \mathbf{E} \begin{bmatrix} v_{R_p} \\ v_{R_s} \end{bmatrix}_{(i)} + \mathbf{G}^{-1} \mathbf{F} \begin{bmatrix} v_{T_p} \\ v_{T_s} \end{bmatrix}_{(i)} \quad (25)$$

其中，

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} z_p \cos(2\beta) \\ z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha \end{bmatrix} \quad (26)$$

$$\mathbf{B} = \begin{bmatrix} z_p \cos(2\beta) & -z_s \sin(2\beta) \\ -z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha & -z_s \cos(2\beta) \end{bmatrix} \quad (27)$$

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} z_p \cos(2\beta) & -z_s \sin(2\beta) \\ -z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha & -z_s \cos(2\beta) \end{bmatrix} \quad (28)$$

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} k_n \Delta t \cos \alpha \\ k_s \Delta t \sin \alpha \end{bmatrix} \quad (29)$$

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} -k_n \Delta t \cos \alpha & k_n \Delta t \sin \beta \\ k_s \Delta t \sin \alpha & k_s \Delta t \cos \beta \end{bmatrix} \quad (30)$$

$$\mathbf{F} = \begin{bmatrix} -k_n \Delta t \cos \alpha + z_p \cos(2\beta) & -k_n \Delta t \sin \alpha + z_s \sin(2\beta) \\ -k_s \Delta t \sin \alpha + z_p \sin(2\beta) \cdot \tan \beta / \tan \alpha & k_s \Delta t \cos \beta - z_s \cos(2\beta) \end{bmatrix} \quad (31)$$

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} z_p \cos(2\beta) & z_s \sin(2\beta) \\ z_p \sin(2\beta) \tan \beta / \tan \alpha & -z_s \cos(2\beta) \end{bmatrix} \quad (32)$$

2.3 柱面波的衰减

柱面波的衰减包括几何衰减和材料阻尼 2 个部分。由线源发出的柱面波以 $(1/r)^{0.5}$ 的比例作几何衰减^[12]。根据能量守恒定律，同一波源的柱面波在单位时间内经过不同波阵面上的总能量相同，即

$$I_j = \left(\frac{r_1}{r_j} \right)^{1/2} I_1 \quad (33)$$

式中： I_j ， I_1 分别为波阵面半径为 r_j 和 r_1 时对应的能量强度。根据动能定理， $I_j = \frac{1}{2} \frac{m_j}{V_j} v_j^2$ ，故有

$$v_j = \left(\frac{r_1}{r_j} \right)^{1/4} v_1 \quad (34)$$

假设 $v_{I_p}^0$ 为柱面波的初始波阵面(本文定义为波阵面 Ω)处应力波引起的质点速度。那么，考虑衰减之后任意角度的入射波到达节理处(点 A)引起的质点振动速度为

$$v_{I_p} = v_{I_p}^0 \left(\frac{r_0}{r_A} \right)^{1/4} = v_{I_p}^0 \left(\frac{r_0}{\sqrt{h^2 + l^2}} \right)^{1/4} = q v_{I_p}^0 \quad (35)$$

式中： r_0 为初始波阵面的半径，本文研究中取 $r_0 = 1$ ； r_A 为和点 A 处的应力波传播的总距离，即点 A 对应的波阵面半径； l 为波源和节理的距离， $l = |OM|$ ； h 为节理上的任一点 A 与节理上与波阵面切点 M 的距离， $h = |MA|$ ，并令 $q = \left(\frac{r_0}{\sqrt{h^2 + l^2}} \right)^{1/4}$ 为衰减系数。

结合式(34)，由式(24)和(25)可得到考虑到几何衰减的柱面 P 波的波动方程：

$$\begin{bmatrix} v_{R_p} \\ v_{R_s} \end{bmatrix}_{(i)} = -\mathbf{B}^{-1} \mathbf{A} v_{I_p(i)} q + \mathbf{B}^{-1} \mathbf{C} \begin{bmatrix} v_{T_p} \\ v_{T_s} \end{bmatrix}_{(i)} \quad (36)$$

$$\begin{bmatrix} v_{T_p} \\ v_{T_s} \end{bmatrix}_{(i+1)} = \mathbf{G}^{-1} \mathbf{D} v_{I_p(i)} q + \mathbf{G}^{-1} \mathbf{E} \begin{bmatrix} v_{R_p} \\ v_{R_s} \end{bmatrix}_{(i)} + \mathbf{G}^{-1} \mathbf{F} \begin{bmatrix} v_{T_p} \\ v_{T_s} \end{bmatrix}_{(i)} \quad (37)$$

当速度幅值表示的柱面 P 波传播至节理面时，反射波和透射波的质点速度幅值通过式(36)，(37)进行迭代计算求得。相应的透射系数(T_p 和 T_s)、反射系数(R_p 和 R_s)也可由下式计算求得：

$$T_k = \frac{\max |v_{T_k}|}{\max |v_{I_k}|}, \quad R_k = \frac{\max |v_{R_k}|}{\max |v_{I_k}|} \quad (k = P, S) \quad (38)$$

3 验证

本文在 J. C. Li 等^[10]研究成果的基础上，依据所提出的时域分析新方法，对柱面 P 波在线性节理中传播的规律特性进行了探究。与平面波相比，柱面波在传播过程中有一定衰减，若假设从波源发出相同频率、幅值及波形的柱面波和平面波各自到达节理面时，2 种入射波的幅值将不再一致，这 2 种应力波经过节理面的透反射 P, S 波也将不同。为了与平面波进行对比验证，探讨柱面波在节理中传播规律，假定节理入射处的波阵面为初始波阵面 Ω 。这样，达到节理的入射波的几何衰减为 0，并且，当具有微小夹角 $\Delta\alpha$ 的入射波达到节理面时，其波阵面可看作平面，即此情况下入射柱面波等同于平面波。本文选取节理入射处的简谐入射波速度幅值表达式为

$$V_0 = \begin{cases} A_0 \sin(2\pi ft) & (0 \leq t \leq 1/(2f)) \\ 0 & (t > 1/(2f)) \end{cases} \quad (39)$$

式中： A_0 和 f 分别为振幅和频率。利用所得波动方程，得到了柱面波在节理中的透反射系数。计算中定义量纲一的刚度 $K_n = k_n / (z_p \omega)$ ， $K_s = k_s / (z_s \omega)$ ，并且取 $K_n = K_s$ ，令 $A_0 = 0.3$ ， $f = 100$ Hz。

在垂直入射情况下，即 $\alpha = 0^\circ$ 时，通过式(36)~(38)可得到 $T_s = R_s = 0$ 。 T_p 和 R_p 的计算结果如图 3(a) 所示，其结果与 G. Schoenberg^[11] 所得到垂直入射应力波的解析解吻合很好。

对于倾斜入射情况，本文以入射角等于 20° 的柱面 P 波为例进行计算，由式(36)~(38)计算可得到透反射系数随法向刚度的变化曲线(见图 3(b))。另外，通过 B. L. Gu 等^[13] 给出的任意入射角的入射波经过弹性节理的透反射系数表达式，在相同参数条件下求出各刚度所对应的解析解(图中用点表示)。通过对比可发现，2 种结果比较接近。

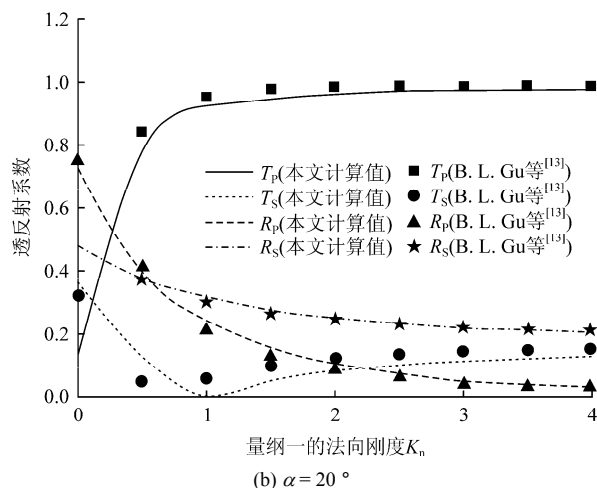
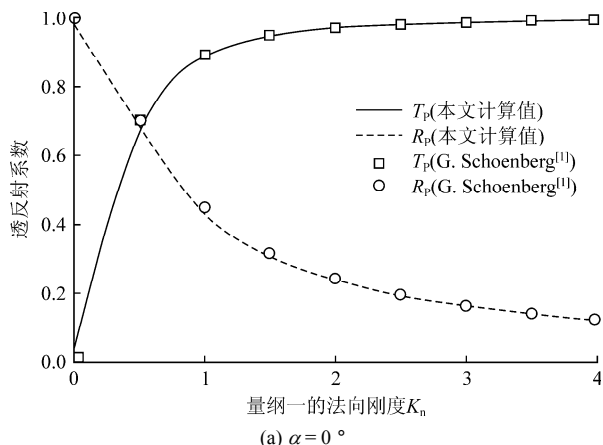


图 3 不同方法所得的透反射系数与法向刚度的关系
Fig.3 Relationships between transmission and reflection coefficients and normal stiffness under different methods

4 参数分析与讨论

参数研究包括波源和节理的水平距离、垂直距离以及节理无量纲刚度对透反射系数的影响。在研究中，入射波强度以速度幅值 V_0 表示，入射波选取半正弦波，表达式为

$$V_0 = \begin{cases} a \sin(\omega t) & (0 \leq t \leq T/2) \\ 0 & (t > T/2) \end{cases} \quad (40)$$

参数研究时，取岩体泊松比 $\nu = 0.2$ ，岩石密度 $\rho = 2650 \text{ kg/m}^3$ ，纵波传播速度 $c_p = 6018 \text{ m/s}$ ，横波传播速度 $c_s = 3836 \text{ m/s}$ 。本文基于入射波通过节理后透射系数的数值结果来分析各参数对柱面 P 波的传播规律的影响。

4.1 波源和节理的距离

为了研究波源和节理的水平距离对透反射系数的影响，取节理上固定点 A，即 $h = |MA| = 1 \text{ m}$ 处透反射系数随 l 的变化。本节取入射波频率 $f = 100 \text{ Hz}$ ，节理刚度 $k_n = 3.5 \times 10^9 \text{ Pa/m}$ ， $k_s = 1.0 \times 10^9 \text{ Pa/m}$ 。相对于初始波阵面半径 r_0 取量纲一的水平距离 $L = l/r_0$ ，故令 L 的取值范围为 $[1, 6]$ 。得到的结果曲线如图 4 所示。

由结果曲线可以得出：反射系数 R_p 和 R_s 随着 L 的增大缓慢而减小，并趋于稳定。由于 L 的不断增大，入射角逐渐减小趋于 0° 。对于入射平面 P 波，当入射角为 0° 时 R_p ， R_s 为恒定值^[9]，但柱面 P 波在传播过程中会随着距离的增加继续衰减，故各曲线最终会呈略下降趋势。对于透射系数， T_p 随着 L

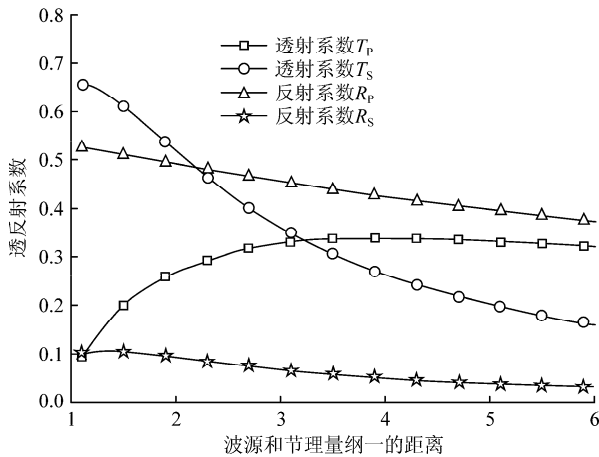
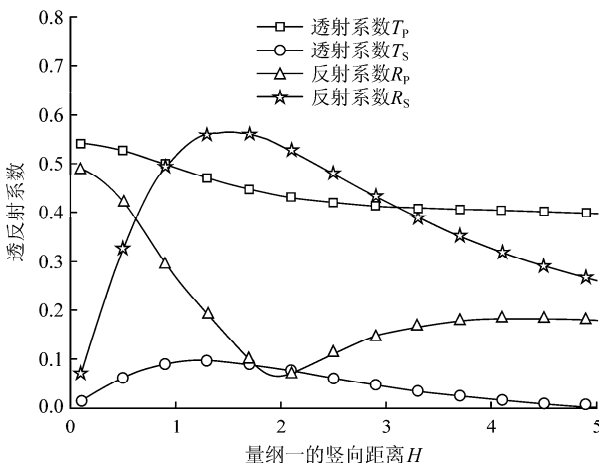


图4 波源和节理量纲一的距离对透反射系数的影响
Fig.4 Transmission and reflection coefficients at different distances between wave source and joint

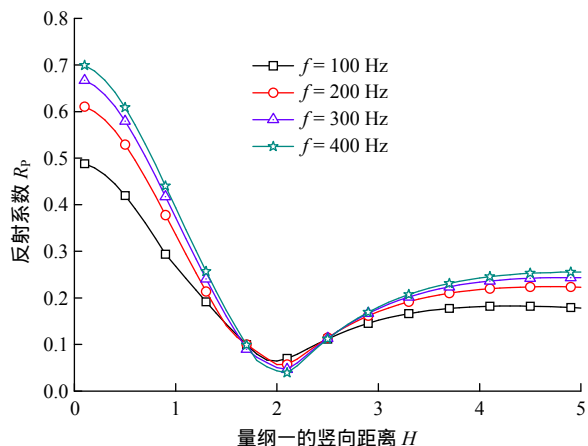
的增大逐渐增大，趋于稳定后又将趋于略减小； T_s 逐渐减小。

4.2 节理不同位置处透射率的变化

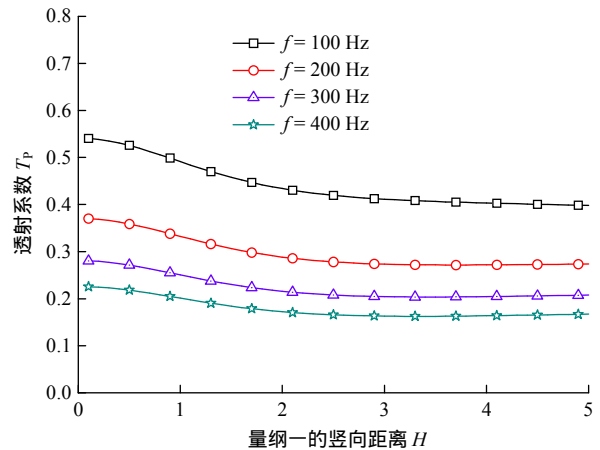
图 5(a)为节理不同位置处透射率的变化规律曲线。在研究时，取波源与节理距离为固定值 $l = OM = 2\text{ m}$ ，节理上任一点 A ，与波源的垂直距离 $h = MA$ ，



(a) 相同频率下的透反射系数



(b) 不同频率下的反射 \$R_p\$



(c) 不同频率下的透射系数 \$T_p\$

图5 节理不同位置处透射系数的变化

Fig.5 Transmission and reflection coefficients at different joint locations

相对于 r_0 取量纲一的竖向距离 $H = h / r_0$ ，其取值范围为 $[0, 5]$ 。在 $H = 0$ 时，相当于垂直入射。随 H 的增大，入射角由 0° 逐渐增大，波的衰减也逐渐增大。透射系数 T_p 缓慢减小后趋于稳定， T_s 呈先增大后减小并趋近于 0 的趋势。反射系数 R_p 迅速减小后又增大，相反 R_s 先快速增大后逐渐减小，并都趋于稳定。两曲线转折点在 $H = 2$ 左右，对应的入射角为 45° 左右。究其原因，由于此点 τ_{R_s} 处于最大值， $\sigma_{r_{R_p}}$ 处于最小值。而应力值直接决定了由反射波引起的质点速度值，从而影响到反射系数。

在不同频率入射波下得到了各透反射系数随 H 的变化规律。结果表明不同频率下的变化规律相似。透射系数 T_p ， T_s 随入射波频率的增大而减小，减小幅度明显；相反的，反射系数随频率的增加而普遍增大。这也反应了节理的高频滤波作用，当一含有多种频率成分的波入射到节理面时，高频成分衰减比低频分量的衰减要快。图 5(b)，(c)分别给出了不同频率下反射系数 R_p 和透射系数 T_p 随 H 的变化。

4.3 节理刚度的影响

本节分别研究了节理的法向刚度和切向刚度变化时，透射系数 T_p 和 T_s 的变化规律(见图 6)。在研究法向节理刚度影响时，取量纲一的刚度 $K_n = k_n / (z_p \omega) = 0.1 \sim 3.0$ ，切向刚度为固定值 $K_s = k_s / (z_s \omega) = 1$ 。研究切向节理刚度影响时，取 $K_s = 0.1 \sim 3.0$ ，法向刚度为固定值 $K_n = k_n / (z_s \omega) = 1$ 。为了进行对比分析，取节理上 3 个不同的点进行计算，分别是 $H = 0, 1, 2$ ，此时取 $L = 2$ 。

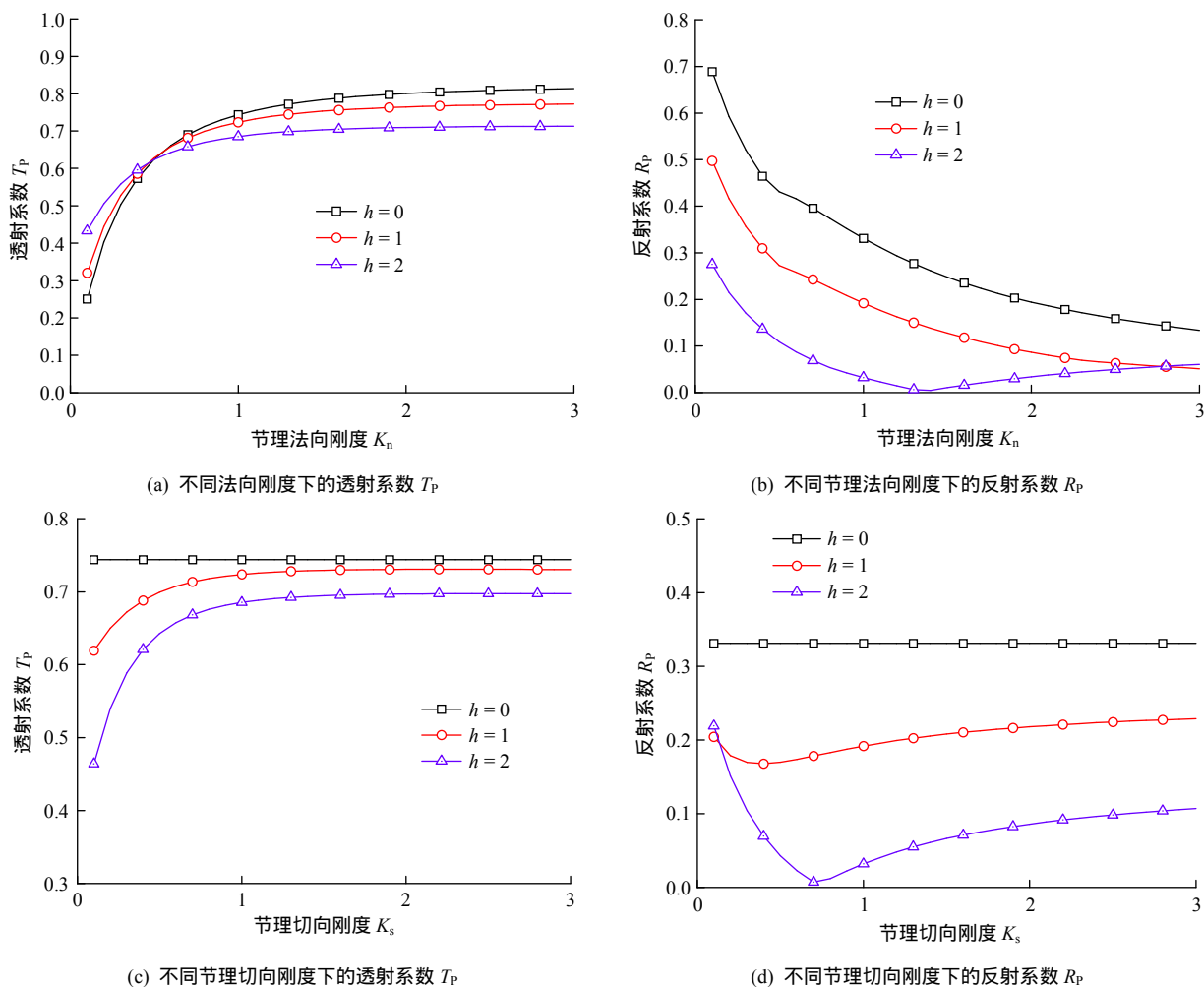


图 6 节理刚度与透射系数的关系

Fig.6 Relationships between joint stiffness and transmission and reflection coefficients

随着法向节理刚度的增大，透射系数 T_p 逐渐增大并趋于常数， R_p 逐渐减小。即当 K_s 一定时， K_n 在一定范围内的增大能显著提高应力波的透射效应。随 H 的增大， T_p 的增大程度逐渐减小，即法向刚度对 T_p 的影响随入射角的增大而减弱。

垂直入射时($H=0$ 处)，随着切向刚度的增大，透射系数 T_p ， R_p 为恒值。在其他位置处， T_p 随 K_s 的增大而增大并最终趋于常数。 R_p 随 K_s 的增大呈先减小后增大的趋势。

5 结 论

(1) 基于波阵面的动量守恒和位移不连续理论，本文在时域范围内推导了柱面 P 波通过线弹性节理的传播方程。该方程可方便求得任意时刻透、反射波的解析解以及波在节理中传播的透反射系数。

(2) 当节理入射处的波阵面为初始波阵面 Ω 时，具有微小夹角 $\Delta\alpha$ 的入射柱面波等同于平面波。对于入射波与节理面垂直和倾斜 2 种情况，分别与已有的研究成果进行对比，结果吻合较好。

(3) 柱面 P 波传播过程中透反射系数随 L 的变化主要受衰减系数 q 的影响，曲线最终呈略下降趋势。

(4) 反射系数 R_p 和 R_s 随 H 的变化曲线出现转折点，由于在转折点处 τ_{R_s} 处于最大值， σ_{rR_p} 处于最小值，而 τ_{R_s} 和 σ_{rR_p} 分别决定了由反射波引起的质点的切向和法向振动速度，进而影响到反射系数。

(5) 不同频率下柱面波的透反射系数随 H 的变化规律相似，频率越高，波的透射越弱，而反射效应越强，表现出节理的高频滤波特性。

(6) 单独增大节理的法向或切向刚度，可在一定范围内提高柱面波的透射效应。

参考文献(References) :

- [1] SCHOENBER G. Elastic wave behavior across linear slip interfaces[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1980, 68(5) : 1 516–1 521.
- [2] 王鲁明, 赵 坚, 华安增, 等. 节理岩体中应力波传播规律研究的进展[J]. 岩石力学, 2003, 24(增 1) : 602–606.(WANG Luming, ZHAO Jian ,HUA Anzeng ,et al. The progress in study of regularity of a stress wave propagation in the jointed rock mass[J]. Rock and Soil Mechanics, 2003, 24(Supp.1) : 602–606.(in Chinese))
- [3] 张 奇. 应力波在节理处的传递过程[J]. 岩土工程学报, 1986, 8(6) : 99–105.(ZHANG Qi. Stress wave propagation in jointed at the delivery process[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 1986, 8(6) : 99–105.(in Chinese))
- [4] 王明洋, 钱七虎. 爆炸应力波通过节理裂隙带的衰减规律[J]. 岩土工程学报, 1995, 17(2) : 42–46.(WANG Mingyang, QIAN Qihu. Attenuation law of explosive wave propagation in cracks[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 1995, 17(2) : 42–46.(in Chinese))
- [5] ZHAO J, CAI J G. Transmission of elastic P-wave across single fracture with a nonlinear normal deformation behavior[J]. Rock Mechanics and Rock Engineering, 2001, 34(1) : 3–22.
- [6] 俞 缙, 关云飞, 肖 琳, 等. 弹性纵波在不同非线性法向变形行为节理处的传播[J]. 解放军理工大学学报: 自然科学版, 2007, 8(6) : 589–594. (YU Jin ,GUAN Yunfei, XIAO Lin , et al. Transmission of elastic P-wave across single fracture with different nonlinear normal deformation behaviors[J]. Journal of PLA University of Science and Technology : Natural Science, 2007, 8(6) : 589–594.(in Chinese))
- [7] 俞 缙, 赵晓豹, 赵维炳, 等. 改进的岩石节理弹性非线性法向变形本构模型研究[J]. 岩土工程学报, 2008, 30(9) : 1 316–1 321.(YU Jin ,ZHAO Xiaobao ,ZHAO Weibing ,et al. Improved nonlinear elastic constitutive model for normal deformation of rock fractures[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2008, 30(9) : 1 316–1 321.(in Chinese))
- [8] 王礼立. 应力波基础[M]. 北京 :国防工业出版社, 2010 :307–318. (WANG Lili. Foundation of stress wave[M]. Beijing : National Defense Industry Press, 2010 : 307–318.(in Chinese))
- [9] LI J C, MA G W. Analysis of blast wave interaction with a rock joint[J]. Rock Mechanics and Rock Engineering, 2010, 43(6) : 777–787.
- [10] LI J C, MA G W, ZHOU Y X. Analytical study of underground explosion induced ground surface motion[J]. Rock Mechanics and Rock Engineering, 2012, 45(6) : 1 037–1 046.
- [11] MYER L R, PYRAK-NOLTE L J, COOK N G W. Effects of single fractures on seismic wave propagation[C]// Proceedings of ISRM Symposium on Rock Joints. Rotterdam : A. A. Balkema, 1990 :467–473.
- [12] DOWING C H. Construction vibration[M]. Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, 1996 : 620.
- [13] GU B L, SUÁREZ-RIVERA R, NIHEI K T, et al. Incidence of plane wave upon a fracture[J]. Journal of Geophysical Research, 1996, 101(B11) : 25 337–25 346.