

黏弹性边界理论演进与自动化实现

陈军波

(中铁华铁工程设计集团有限公司, 北京市 100071)

摘要: 系统回顾了黏弹性边界理论的发展,并阐述了在不同维度模型中边界应力平衡方程的建立。采用先进的数值模拟软件 ABAQUS,对一维、二维及三维条件下黏弹性理论的适用性进行了验证。研究发现:在一维模型中,简单的黏性边界条件即可满足所需的吸收精度;在二维剪切柱面波模型中,则需要引入黏弹性边界条件来达到同样的精度要求;对于二维垂直入射模型,其特性在于输入与吸收边界的统一,采用等效节点力的方法施加可以确保入射波不被黏弹性边界所影响,并且在反射时仍能保持良好的吸收效果。在三维条件下,从斜入射波场分解理论引入到角点入射,并详述了利用 Python 编程实现黏弹性边界条件自动化的施加过程。所得研究成果为桥梁和路基等工程结构在地震作用下的动力响应分析提供了有效的技术手段。

关键词: 黏弹性人工边界;理论分析;数值模拟;波场分解;ABAQUS

中图分类号: U416.14

文献标志码: A

文章编号: 1009-7716(2025)04-0244-06

Evolution and Automation of Viscoelastic Boundary Theory

CHEN Junbo

(China Railway Huatie Engineering Design Group Co., Ltd., Beijing 100071, China)

Abstract: The development of viscoelastic boundary theory is systematically reviewed and the establishment of boundary stress equilibrium equations in different dimensional models is expounded. The applicability of viscoelastic theory under one-dimensional, two-dimensional and three-dimensional conditions is verified by using the advanced numerical simulation software ABAQUS. It is found that in the one-dimensional model, the simple viscous boundary condition can meet the required absorption accuracy. In the two-dimensional shear cylindrical wave model, the viscoelastic boundary conditions need to be introduced to achieve the same accuracy requirements. For the two-dimensional vertical incidence model, its characteristic is the unity of the input and absorption boundary. The equivalent nodal force method can be used to ensure that the incident wave is not affected by the viscoelastic boundary, and can still maintain a good absorption effect during reflection. Under three-dimensional condition, the theory of oblique incident wave field decomposition is introduced to angular incident, and the process of automatic application of viscoelastic boundary conditions using Python programming is described in detail. The studied results provide an effective technical means for the dynamic response analysis of engineering structures such as bridges and roadbeds under earthquake.

Keywords: viscoelastic artificial boundary; theoretical analysis; numerical simulation; wave field decomposition; ABAQUS

0 引言

黏弹性边界用于替代传统意义上的无限域或大尺度结构的全尺寸建模,特别是在应对诸如地震响应分析等复杂工程挑战时,能够显著减小计算规模,提高计算效率。作为一种人工域,其发展历程体现了力学模型从简单到复杂、从单一维度到多维度的深刻演变,以更精准地模拟和预测实际工程问题中

的人工边界对应力波吸收的问题。

该研究起始于对一维黏性边界的探讨^[1],随后在二维柱面波问题中逐步考虑切应力效应,形成了黏弹性边界的初步形态^[2]。此外,针对结构在地震等动力荷载作用下的响应分析,地震动输入会受到边界条件的影响。外源地震波输入方式与所选取人工边界密切相关,刘晶波等^[3]引入了等效节点力的地震动输入方法。该方法巧妙地将边界处的弹簧、阻尼效应内化到节点力的计算之中,既保留了边界条件的物理意义,又避免了其直接施加于地震动时可能带来的数值不稳定性与计算误差。目前用于

收稿日期: 2024-11-22

作者简介: 陈军波(1982—),男,学士,高级工程师,从事道路设计工作。

黏弹性人工边界的地震波输入方式主要有马笙杰等^[4]、孙纬宇等^[5]、王展等^[6]对位移时程输入、加速度时程输入与等效节点力输入这3种形式进行的比较研究,得出的结论是等效节点力的地震波输入方法较其余两种输入形式精度更高。该方法是将地震波输入转化为作用于人工边界上的等效节点荷载,使边界处的位移和应力条件与原半无限介质中相等。这样一来,即使在复杂三维地震场景下,也能确保模型对地震动的准确输入。郝明辉^[7]利用黏弹性人工边界法,深入分析了凸起地形引起的动力放大效应。赵宝友等^[8]以某水电站为例,考察了二维P波斜入射条件下地下岩体洞室群的地震响应特性。然而,上述关于斜入射的研究主要集中在二维问题上,未能充分揭示斜入射在真实三维环境下的复杂性及其对地铁车站等地下结构抗震性能的具体影响。为了解决这一局限,徐海滨等^[9]基于显式有限元法,结合黏弹性人工边界的时域波动分析方法,开发了一种适用于三维平面P波斜入射的输入模型,并以此为基础,探讨了高拱坝在地震中的响应行为。黄景琦等^[10]建立了针对三维SV波斜入射的输入模型,评估了其地铁车站地震响应的影响。

在理论研究基础上,利用Python语言进行程序实现是将上述思想转化为实用工具的关键步骤。通过高效的算法和数据结构,Python程序能够在大规模计算任务中保持较高的运行效率,为解决实际工程中的复杂动力学问题提供有力支持。本文对黏弹性边界理论的发展历程进行了系统性梳理,并通过先进数值软件ABAQUS对其在一维、二维、三维条件下的适用性进行了模型验证。

1 一维、二维弹性波问题

1.1 一维弹性膨胀波模型

对于一维弹性波,结点满足如下波动方程:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{E}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \tag{1}$$

式中: E 为材料弹性模量; ρ 为材料密度。

根据达朗贝尔公式对该一维Cauchy问题进行求解,可得到位移函数 $u(x,t)$ 的表达式:

$$u(x,t) = F(x - Ct) = f\left(\frac{x}{C_p} - t\right) \tag{2}$$

式中: C 为微分方程待求解常数; C_p 为P波在介质中的传播速度。

黏弹性边界条件的本质是对应力波的吸收,而

一维情况下的结点应力可通过弹性本构关系求得:

$$\sigma(x,t) = E\varepsilon = -E \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{E}{C_p} f'\left(\frac{x}{C_p} - t\right) \tag{3}$$

$$\sigma(x,t) = \frac{E}{C_p} \frac{\partial u}{\partial t} = \rho C_p \frac{\partial u}{\partial t} \tag{4}$$

至此,一维膨胀弹性波的截断边界由于其结点上的速度与应力之间的关系,可以采用阻尼值为 ρC_p 的阻尼进行应力吸收。

接下来对该理论进行ABAQUS模型验证。假定入射波为一近似狄拉克脉冲,该脉冲的数学表达式为:

$$u_p(t) = 16\gamma \cdot [G(\tau) - 4G(\tau - \frac{1}{4}) + 6G(\tau - \frac{1}{2}) - 4G(\tau - \frac{3}{4}) + G(\tau - 1)] \tag{5}$$

式中: $G(\tau) = \tau^3 \cdot H(\tau)$, $\tau = t/T$,其中 $T=0.25\text{ s}$,为单位脉冲所作用的时间, $H(\tau)$ 为Heaviside函数; $\gamma=1\text{ m}$,为单位脉冲峰值。

该入射波位移时程曲线图见图1。

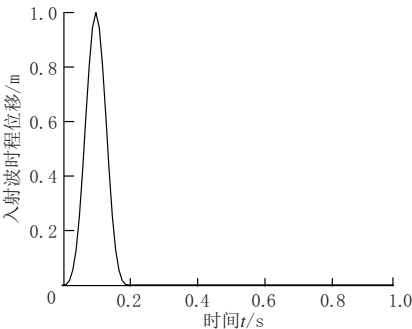


图1 入射波位移时程曲线图

一维弹性膨胀波模型示意图见图2。图2中,采用ABAQUS所构建的一维模型长度为50 m,并在入射端、模型中点、吸收边界位置分别设置了3个监测点,标记为A、B、C;入射端施加了位移边界条件,吸收边界处设置了阻尼比为 ρC_p 的黏性边界条件,所用材料参数如表1所列(表中 C_s 为SV波在介质中的传播速度)。

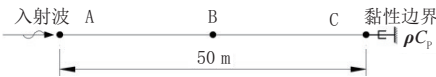


图2 一维弹性膨胀波模型示意图

表1 一维模型介质参数

参数	取值	参数	取值
E/Pa	1×10^7	$\rho/(\text{kg} \cdot \text{m}^{-3})$	1 000
G/Pa	4×10^6	$C_s/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	64
μ	0.25	$C_p/(\text{m} \cdot \text{s}^{-1})$	100

图3展示了弹性波随时间由左侧入射处向右侧的传播过程。图4为各监测点的水平位移曲线。由图4可见:在弹性膨胀波依次抵达各监测点后(即A点在0.2 s、B点在0.45 s、C点在0.7 s时),3个监测点的位移曲线均回归至零,这表明波动被完全吸收,未出现由于边界未能有效吸收而导致的反射现象;相邻2点的位移时程曲线间距为0.25 s,与实际位置差和传播波速的关系一致,也间接证明了公式(2)的正确性。

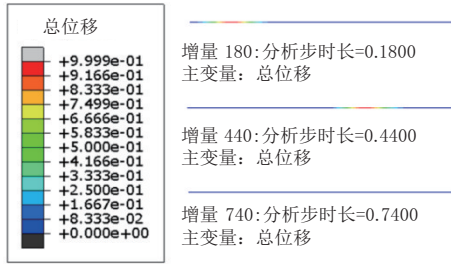


图3 一维膨胀弹性波位移云图时间切片

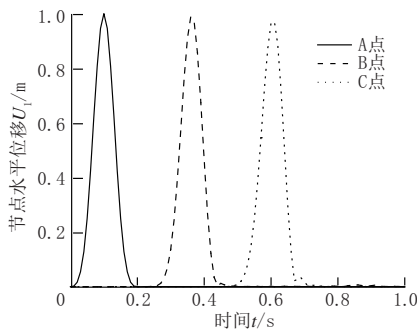


图4 一维膨胀弹性波A、B、C监测点时间-水平位移图

图5展示了在吸收边界处不施加黏性边界、施加阻尼比为 ρC_p 的黏性边界、施加阻尼比为 $2\rho C_p$ 的黏性边界这3种边界条件的对比。由图5可见:若未施加适当的黏性边界条件,则应力波会在边界处产生明显的全反射,在 $t=0.85$ s处返回峰值为1 m的应力波;当黏性边界的阻尼设置过大时,反而会引发反向位移的现象,在 $t=0.85$ s处返回峰值为-0.35 m的应力波。因此,正确的黏性边界条件对于确保入射波顺利被吸收边界吸收至关重要,可以避免不必要的反射干扰。

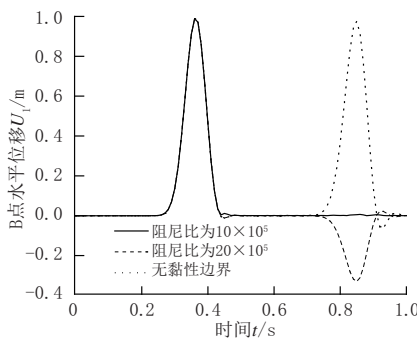


图5 不同边界条件下B监测点时间-水平位移图

1.2 二维剪切柱面波模型

对于二维平面应变条件下剪切柱面波问题,对

波动问题采用极坐标转换后,该问题可表达为:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = C_s^2 \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} \right) \quad (6)$$

该问题可采用分离变量法的方式进行求解。假设 $v = R(r)T(t)$,该微分方程可分离为2个独立微分方程组:

$$\begin{cases} T''(t) - C_s^2 \lambda^2 T(t) = 0 \\ R''(r) + \frac{1}{r} R'(r) - \lambda^2 R(r) = 0 \end{cases} \quad (7)$$

通常将 $R(r)$ 的2阶常微分方程称为 Sturm-Liouville 型方程。为了解决这个问题,需要采用特殊函数贝塞尔函数作为该方程的解。贝塞尔函数可写为:

$$y''(x) + \frac{1}{x} y'(x) + \left(1 - \frac{v^2}{x^2} \right) y(x) = 0 \quad (8)$$

$R(r)$ 经过参数变化后可等价于0阶贝塞尔函数的解。0阶贝塞尔函数存在如下渐进展开式:

$$J_0(x) \sim \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\pi}{4}\right) = \frac{f_0}{\sqrt{r}} e^{ikp} e^{-i\omega t} \quad (9)$$

最终,略去时间因子后,该微分方程的解可近似写为:

$$v(r, t) = \frac{1}{\sqrt{r}} f\left(\frac{r}{C_s} - t\right) \quad (10)$$

对剪切波引起的切应力进行求解,探讨切应力与垂直位移和切向位移的直接关系:

$$\tau(r, t) = G\gamma = -G \frac{\partial v}{\partial r} = G \left(\frac{1}{2r^{3/2}} f - \frac{1}{C_s \sqrt{f}} f' \right) \quad (11)$$

$$\tau(r, t) = \frac{G}{2r} v(r, t) + \rho C_s \frac{\partial v(r, t)}{\partial r} = kv(r, t) + c \frac{\partial v(r, t)}{\partial r} \quad (12)$$

根据位移与应力直接的关系推导,可以通过在人工截面处施加一大大小为 $\frac{G}{2r}$ 的弹簧和一大大小为 ρC_s 的阻尼进行应力波的吸收。

图6构建了一个二维剪切柱面波模型,该模型的介质参数与表1一致。在本模型中,剪切柱面波通过施加于壳体边缘的剪切荷载来模拟,而弹簧和阻尼组成的人工边界则在柱坐标系下沿切向定义。4个监测点A、B、C、D之间的间距设定为5 m。

图7展示了4个监测点峰值曲线的轨迹。由图7可见,随着传播距离的增加,这些曲线呈现出逐渐下降的趋势,这直接反映了柱面应力波在传播过程中的衰减特性,从而验证了公式(10)所推导出的结论。此外,从图8中位移云图的切片也可以观察到这一现象:在 $t=0.14$ s时,位移云图中仍可见红色区域,表

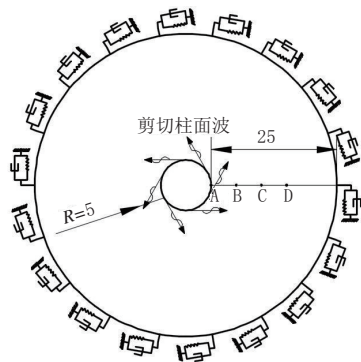


图6 二维剪切柱面波模型示意图(单位:m)

明存在较高的位移;到了 $t=0.29\text{ s}$ 时,云图仅显示绿色,意味着位移幅度已显著降低;最终,在 $t=0.73\text{ s}$ 时,云图的变化显示应力波已被边界完全吸收,没有出现回弹现象。

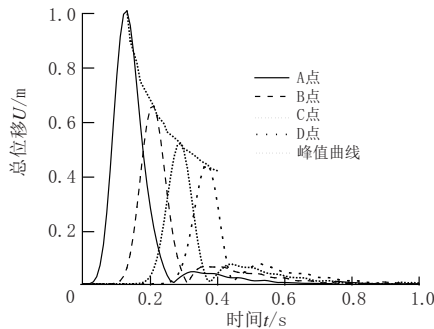


图7 二维剪切柱面波A、B、C、D监测点时间-总位移图

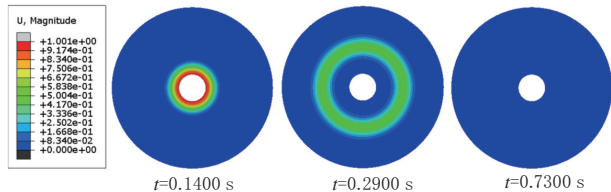


图8 二维剪切柱面波位移云图时间切片

1.3 二维垂直入射模型

所有工程地震分析均基于一个共同的认识:地震能量源自地球内部的物理过程,即地震波由某个初始震源向外传播。而对于小范围内的人工域分析方法,地震波的输入都是源于边界。为考虑边界条件对地震波的影响,需要采用对应的方法来考虑边界效应。外源地震波输入方式与所选取人工边界密切相关,目前与黏弹性人工边界配套的地震波输入方式为等效节点力。该方法通过将地震波输入转换为作用在人工边界上的等效节点荷载,确保边界处的位移和应力条件与原始半无限介质中的情况一致。这样可以有效地模拟地震波在介质中的传播,同时保持边界条件的准确性。即:

$$F_b = (K_b u_b^{\text{ff}} + C_b \dot{u}_b^{\text{ff}} + \sigma_b n) A_b \tag{13}$$

式中: K_b 为弹簧值; C_b 为阻尼值; A_b 为该节点的控制

面积。

在等效节点力法中,公式的第1项用于抵消由节点位移导致的弹簧单元产生的附加应力;第2项用来抵消由节点速度引起的阻尼器单元所产生的附加应力;第3项则表示原介质中自由场波动所引起的应力。通过引入上述2项附加应力,该方法能够有效地补偿节点处由于位移和速度变化引起的动态响应,从而实现对系统行为的精确模拟。

对于P波入射的情况,两侧边界除施加黏弹性的弹簧和阻尼外,还需要施加应力边界条件,使两侧的应力平衡而不影响内部区域。以左侧边界为例:

$$\begin{aligned} \sigma_{lx} &= \frac{\lambda}{C_p} \left[\dot{v}_0 \left(t - \frac{h}{C_p} \right) - \dot{v}_0 \left(t - \frac{2H-h}{C_p} \right) \right] \\ \sigma_{ly} &= \left\{ K_{BT} \left[\dot{v}_0 \left(t - \frac{h}{C_p} \right) - \dot{v}_0 \left(t - \frac{2H-h}{C_p} \right) \right] + \right. \\ &\quad \left. C_{BT} \left[\dot{v}_0 \left(t - \frac{h}{C_p} \right) - \dot{v}_0 \left(t - \frac{2H-h}{C_p} \right) \right] \right\} \end{aligned} \tag{14}$$

式中: h 为节点到底边界的距离; H 为自由地表到底边的距离。

图9为所建立的 $30\text{ m} \times 20\text{ m}$ 矩形模型,用于二维垂直入射展示。模型材料参数和入射波与1.1节、1.2节一致,网格划分单位为 1 m 。图10展示了A、B、C这3个监测点的位移时程曲线。其中A点显示了2个相同的波峰,这是由于垂直入射弹性波在水平自由表面反射形成峰值为 1.0 m 的P波;B点和C点更靠近自由表面,因此其位移曲线显示2个波峰间距较小。图11(二维垂直入射P波位移云图时间切片)清晰表明,采用此输入方法时,底部和侧边界未出现波场紊乱现象。位移云图显示了峰值变化: $t=0.192\text{ s}$ 时,峰值为 1.073 m ; $t=0.298\text{ s}$ 时,因自由表面反射导致峰值叠加至 2.008 m ;由于动画保留最大峰值, $t=0.381\text{ s}$ 的云图呈现全绿色,不同于 $t=0.192\text{ s}$ 时; $t=0.618\text{ s}$ 时的云图无振荡,表明吸收效果良好。

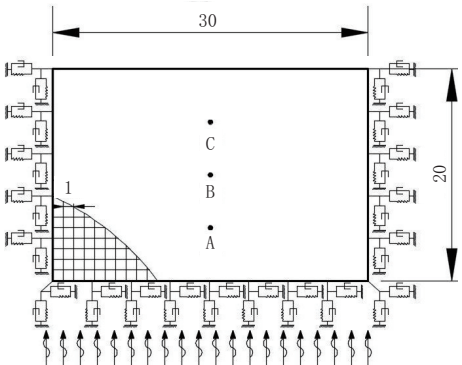


图9 二维垂直入射模型示意图(单位:m)

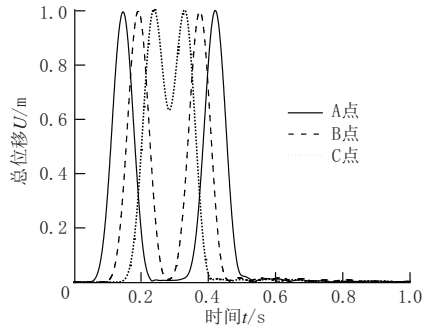


图10 二维垂直入射A、B、C监测点时间-总位移

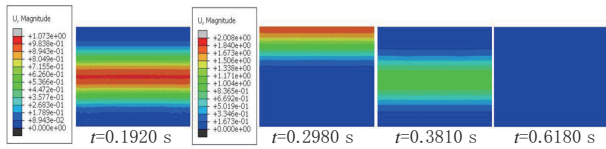


图11 二维垂直入射P波位移云图时间切片

2 三维角点斜入射模型

三维下的黏弹性人工边界弹簧和阻尼单元与二维的大体一致。地震响应过程中往往需要进行有角度入射情况下的地震反应分析。本节对三维条件下的斜入射问题进行说明。

2.1 斜入射波场分解

斜入射波场分解示意图见图12。

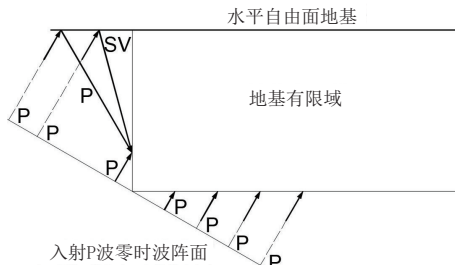


图12 斜入射波场分解示意图

以单一厚度的平面问题来表达斜入射的问题。斜入射输入需要考虑到未在建模区域内的边界影响,如图12左侧所示的水平地表,其可将入射P波分解为反射P波和反射SV波。对于任一左边界节点,需要叠加三者的应力:

$$\begin{aligned} \sigma_{lx} &= \frac{\lambda + 2G \sin^2 \alpha}{C_p} \left\{ \dot{v}_0 \left(t - \frac{h \cos \alpha}{C_p} \right) - \right. \\ &A_1 \dot{v}_0 \left[t - \frac{(2H - h) \cos \alpha}{C_p} \right] \left. \right\} + \frac{G \sin 2\beta}{C_s} \dot{v}_0 (t - \Delta t_1) \\ \sigma_{ly} &= \left\{ K_{BT} \left[\dot{v}_0 \left(t - \frac{h}{C_p} \right) - \dot{v}_0 \left(t - \frac{2H - h}{C_p} \right) \right] + \right. \\ &C_{BT} \left[\dot{v}_0 \left(t - \frac{h}{C_p} \right) - \dot{v}_0 \left(t - \frac{2H - h}{C_p} \right) \right] \left. \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\Delta t_1 = \frac{H - h}{C_s \cos \beta} + \frac{[H - (H - h) \tan \alpha \tan \beta]}{C_p}$$

$$\beta = \arcsin \left(\frac{C_s \sin \alpha}{C_p} \right)$$

上述式中: α 为入射波角度; β 为反射波角度; h 仍为节点到底边界的距离; H 仍为自由地表到底边的距离; A_1 、 A_2 分别为P波在波型分离后反射P波和反射SV波的放大系数,其值可通过应力、位移边界条件得到,这里直接列出表达式:

$$\begin{cases} A_1 = \frac{C_s^2 \sin 2\alpha \sin 2\beta - C_p^2 \cos^2 2\beta}{C_s^2 \sin 2\alpha \sin 2\beta + C_p^2 \cos^2 2\beta} \\ A_2 = \frac{2C_p C_s \sin 2\alpha \sin 2\beta}{C_s^2 \sin 2\alpha \sin 2\beta + C_p^2 \cos^2 2\beta} \end{cases} \quad (16)$$

2.2 三维角点斜入射P波

上节详细叙述了波场分解理论,阐述了P波入射后分解成的反射P波和反射SV波的振幅、延迟时间变化。三维角点入射与之近似,在一个以立方体一角作为原点的全局笛卡尔坐标系中,设定入射波在时间零点的波前恰好通过该原点O。对于位于人工边界上的任意一点A,其经历的自由场波由直接从初始波前到达的P₁、P₂波和经过地面反射后的SV波组成。通过应用适当的坐标转换矩阵,可以将局部坐标系中的运动张量和应力张量转换到全局坐标系中。设入射P波的行进方向与全局坐标轴x、y、z之间的夹角分别为 α 、 β 、 γ ;总体坐标下A点的自由场应力为P₁、P₂和SV波的应力叠加,见式(17):

$$\begin{aligned} [\sigma_{ij}] &= \begin{bmatrix} \frac{\cos \alpha \cos \beta}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma}} & -\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma} & \frac{\cos \gamma \cos \beta}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma}} \\ \cos \alpha & \cos \beta & \cos \gamma \\ \frac{-\cos \gamma}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma}} & 0 & \frac{\cos \alpha}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma}} \end{bmatrix} \\ &\begin{bmatrix} -\frac{\lambda}{C_p} \dot{u}(t - \Delta t_1) & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\lambda + 2G}{C_p} \dot{u}(t - \Delta t_2) & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\lambda}{C_p} \dot{u}(t - \Delta t_3) \end{bmatrix} \\ &\begin{bmatrix} \frac{-\cos \alpha \cos \beta}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma}} & -\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma} & \frac{-\cos \gamma \cos \beta}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma}} \\ \cos \alpha & -\cos \beta & \cos \gamma \\ \frac{-\cos \gamma}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma}} & 0 & \frac{\cos \alpha}{\sqrt{\cos^2 \alpha + \cos^2 \gamma}} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (17)$$

2.3 Python自动化程序实现

三维模型结点众多、等效节点荷载计算复杂,需要采用自动施加程序进行施加。程序主要包括3个

模块:边界控制面积提取、幅值曲线计算、黏弹性边界与等效节点力施加。

(1)精确提取模型中每个节点的控制面积。通过在模型上施加一个压强为 1 Pa 的单位边界力,并对垂直于边界的自由度进行约束。通过提取支反力的结果,可以获取各节点编号及对应的控制面积信息。控制面积为节点支反力的值。

(2)幅值函数曲线根据式(13)、式(17)求得。根据节点弹簧与阻尼、地震波速度与位移求得对应等效节点力,再根据式(17)求得边界上任意节点处*A*的入射波应力叠加公式,将两者合成为对应节点的幅值函数 $Amp-i$ 。

(3)黏弹性边界与等效节点力施加。调用模型 `mdb.models` 来选择目标模型,对于每个位于人工边界的节点,根据从边界控制面积提取的数据计算出该节点对应的弹簧系数和阻尼系数。之后,利用 `SpringDashpotToGround` 函数为选定节点添加到地弹簧和阻尼器,同时为每个节点分配一个特定编号的幅值函数 $Amp-i$,以描述其随时间变化的力特性,采用 `ConcentratedForce` 函数进行批量添加。

2.4 三维角点斜入射 P 波模型

图 13 为所构建的边长为 100 m×100 m×60 m 的三维立方体模型,用以展示角点斜入射波场的分解效果。为了确保反射 P 波与反射 SV 波能够明显区分且具有显著峰值,模型采用了表 2 列出的材料参数。这些参数经过精心选择,避免了反射波之间的重叠或弱化现象,从而保证了波场分解的良好可视化。入射 P 波从模型的左下角传入,其传播方向与 *x*、*y*、*z* 轴的夹角 α 、 β 、 γ 分别为 45°、45°、55°。为了精确模拟波的传播特性,模型网格采用 5 m 等距划分,确保了数值模拟的准确性和效率。

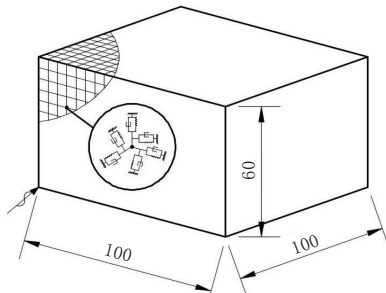


图 13 三维角点斜入射 P 波模型示意图(单位:m)

图 14 展示了在三维斜入射条件下位移云图的快照。从图中可以清楚地观察到,单一 P 波在经过水平地表后成功分解为反射 P 波和反射 SV 波。这一现象的清晰呈现验证了应力波输入方法的有效性,同

表 2 三维模型介质参数

参数	取值	参数	取值
E/Pa	1.5×10^8	$\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	2 000
G/Pa	6.25×10^7	$C_s/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	176.8
μ	0.2	$C_p/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	288.7

时也表明人工边界对波的吸收具有高度可靠性。云图中的平滑过渡不仅直观地反映了波的传播过程,还进一步证实了数值模拟方法的准确性和边界的高效吸收性能,确保了模拟结果的真实性和可信度。

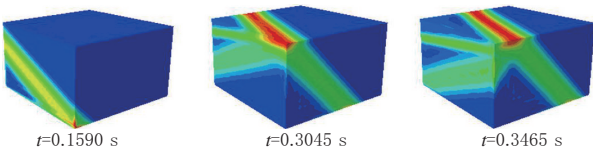


图 14 三维角点斜入射 P 波位移云图时间切片

3 结 语

(1)一维弹性膨胀波的人工截断边界元构件可由位移与应力的关系推导而得,为一阻尼比大小为 ρC_p 的黏性边界。当黏性边界的阻尼设置过大时,反而会引发反向位移的现象;当不设置黏性边界时,边界会发生全反射现象。

(2)二维平面应变问题下的剪切膨胀波需要考虑切应力的影响,故多添加了数值为 $G/2r$ 的弹簧成为黏弹性边界条件。其峰值曲线的轨迹随传播距离的增加呈现出逐渐下降的趋势,反映了柱面剪切应力波在传播过程中的衰减特性。

(3)对于二维波阵面垂直入射的情况,由于地震波往往从外源输入,所以需要对外源输入的地震波进行等效节点力替换,以抵消边界条件对地震动的影响。

(4)三维斜入射问题的关键在于地震波输入时需要边界应力波入射进行对应时程曲线的叠加,以考虑未在区域范围内的地表反射波。

(5)对于黏弹性边界的系统性整理,有助于更好地理解黏弹性边界的物理意义及性质。目前黏弹性边界的工程应用还处于对弹性波掌控的阶段,而地震动在岩土体中的传播往往为塑性波。未来期望可以经过塑性波的理论推导得到可变化的黏弹性边界条件,以适用更普遍的工程背景。

参考文献:

[1] LYSMER J, KUHLEMEYER R L. Finite dynamic model for infinite media[J]. Journal of the Engineering Mechanics Division, 1969, 95(4): 859-877.

(下转第 259)