

DOI: 10.11779/CJGE20211574

2021年漾濞6.4级近断层宽频地震动模拟： 一种改进的FK方法

巴振宁^{1,2}, 刘悦^{1,2}, 赵靖轩^{1,2}, 张郁山³, 梁建文^{1,2}

(1. 中国地震局地震工程综合模拟与城乡抗震韧性重点实验室(天津大学), 天津 300350; 2. 滨海土木工程结构与安全教育部重点实验室, 天津 300350; 3. 中国地震灾害防御中心, 北京 100029)

摘要: 将基于物理的地震动模拟从现有已实现的1~2 Hz分辨率拓展到工程结构敏感的5~10 Hz更高频率,是现代地震工程近断层地震动模拟的重要发展方向。建立一种改进的频率波数域(FK)方法,结合GP14.3混合震源模型,实现了0~10 Hz的近断层地震动高效模拟。方法建立修正动力刚度矩阵法求解理论格林函数,有效解决了一维地壳速度结构传播高频地震波的问题;有限断层面上低频确定性成分及高频随机成分的合理结合,有效解决了断层破裂过程辐射出高频地震波的问题。将方法应用于2021年5月21日云南漾濞6.4级浅源破坏地震模拟,通过与8个台站(涵盖了近场、中场和远场)强震记录及相应反应谱的比较显示,模拟结果与强震记录的波形、持时、幅值均吻合良好,与反应谱在各频段上均表现良好的一致性,很好地验证了该方法及模型的适用性及模拟频率带宽的可靠性。最后,模拟了漾濞地区100 km×100 km范围内的地面运动场,给出了地面运动峰值分布和波场快照,提出了与震中距相关的PGA和PGV经验衰减公式,获得了地震动频谱特征衰减规律。结果表明:①2021年漾濞6.4级地震呈现明显近断层地震集中性效应和破裂方向性效应;②近场20 km范围内,地震动峰值衰减较快,PGA最大衰减93.1%、PGV最大衰减83.3%;③近场范围内频谱成分主要包含0~10 Hz的宽频成分,震中距超过20 km后频率成分主要集中在0~4 Hz范围内。

关键词: 宽频地震动模拟; 近断层地震动模拟; 频率波数域方法; 混合震源模型; 漾濞地震

中图分类号: TU435 文献标识码: A 文章编号: 1000-4548(2023)04-0709-11

作者简介: 巴振宁(1980—),男,教授,博士生导师,主要从事大尺度复杂场地宽频地震动模拟研究。E-mail: bazhenning_001@163.com。

Near-fault broadband ground-motion simulation of 2021 Yangbi M6.4 earthquake: an improved FK method

BA Zhenning^{1,2}, LIU Yue^{1,2}, ZHAO Jingxuan^{1,2}, ZHANG Yushan³, LIANG Jianwen^{1,2}

(1. Key Laboratory of Earthquake Engineering Simulation and Seismic Resilience of China Earthquake Administration (Tianjin University), Tianjin 300350, China; 2. Key Laboratory of Coast Civil Structure Safety of Ministry of Education, Tianjin 300350, China; 3. China Earthquake Disaster Prevention Center, Beijing 100029, China)

Abstract: Extending the physics-based ground-motion simulation from the existing 1~2 Hz resolution to the higher frequency of 5~10 Hz, which is sensitive to the engineering structure, is a critical development direction of near-fault ground-motion simulation in modern seismic engineering. An improved frequency-wavenumber domain (FK) method is established, combined with the GP14.3 hybrid-source model, to achieve an efficient simulation of 0~10 Hz near-fault ground motion. A revised stiffness matrix method is established to solve the theoretical Green's function, with which the problem of propagation of high-frequency seismic waves in the 1D velocity crustal structure is effectively solved. The reasonable combination of low-frequency deterministic parts and high-frequency stochastic parts on the finite-fault plane effectively solves the problem of high-frequency seismic waves radiated from the rupture process. The method is applied to the simulation of the M6.4 shallow damage earthquake in Yangbi of Yunnan on May 21, 2021. The comparison with the strong-earthquake records at eight stations (covering the near-field, mid-field, and far-field) and the response spectra shows that the simulated results are in good agreement with the waveform, duration and amplitude of the records, and agree with the response spectra in each frequency band, which well verifies the applicability of the proposed method and model and the reliability of the simulated frequency

基金项目: 国家自然科学基金项目(52178495); 天津市自然科学基金项目(20JCYBJC01090)

收稿日期: 2021-12-31

bandwidth. Finally, the ground motions within the range of $100\text{ km}\times 100\text{ km}$ at the regional scale are simulated, and the PGA distribution and velocity wavefield snapshots in the Yangbi area are given. The PGA and PGV empirical attenuation equations and the spectral characteristics are proposed. The results show that: (1) The 2021 Yangbi M6.4 earthquake exhibits obvious concentration effects and rupture directional effects. (2) The peak ground motion attenuation is faster within 20 km of the near field, that is, the maximum attenuation of PGA is 93.1%, and the maximum attenuation of PGV is 83.3%. (3) The frequency components in the near-field range mainly include 0~10 Hz broadband components. When the epicenter distance exceeds 20 km, the frequency components are concentrated primarily in a range of 0~4 Hz.

Key words: broadband ground-motion simulation; near-fault ground-motion simulation; frequency-wavenumber domain method; hybrid-source model; Yangbi earthquake

0 引言

据中国地震台网测定,北京时间2021年5月21日21时45分,云南省大理州漾濞县发生6.4级地震,震源位于北纬 25.67° 、东经 99.87° ,震源深度8 km,是近十年来云南地区继 $M_s6.5$ 鲁甸地震、 $M_s6.6$ 景谷地震后发生的又一次6级以上浅源破坏地震^[1]。此次地震获得的强震记录多为中远场记录,而近场记录较少。地震发生后,许多学者和研究人员基于强震观测记录开展了近断层地震动特征和震源机制反演的相关研究^[2-3]。在地震动模拟方面:靳超越等^[4]基于前震和余震观测数据,采用机器学习方法进行了模拟;何欣娟等^[5]采用随机有限断层法模拟了目标区域 $120\text{ km}\times 100\text{ km}$ 峰值加速度的分布;周红等^[6]采用NNSIM随机有限断层法模拟了近断层200 km范围内的峰值分布特征。上述研究对于应急救援、灾后重建乃至漾濞区域的抗震设防工作均具有一定的贡献和指导意义。事实上,由于近场强震记录匮乏,基于数据的分析方法仍存在一定的局限性,随机方法适用于合成一维水平分量的高频地震动,无明确方位。而近些发展的基于物理的地震动模拟方法,可根据模拟区域的地下介质模型和震源机制解,从物理本质上模拟震源破裂过程、揭示地震波传播机理,颇具理论研究和工程指导意义。

基于物理的地震动模拟方法主要分为:数值法和频率波数域半解析法^[7]。数值法主要包括有限元法、有限差分法、谱元法等。有限单元法和谱元法模拟的精度和带宽范围依赖于网格的尺寸和边界的设置,多适用于低频($<1\text{ Hz}$)地震动模拟,且无法直接满足半无限空间中波辐射条件,需增设人工边界。有限差分法在模拟带宽范围方面也存在一定的瓶颈,McCallen等^[8]研究证实其模拟频率从2 Hz增加至4 Hz,相应的计算量会增加16倍。相比之下,频率波数域半解析法更适用于宽频地震动模拟,主要包括:传递矩阵法、广义反射透射系数法、动力刚度矩阵法等。广义反射透射系数法在传递矩阵法的基础上修正了高频发散项,使其具有高频稳定性。动力刚度矩阵法则集成了

各亚层和半空间的刚度矩阵,消除了传递矩阵带来的误差积累。本文采用的修正动力刚度矩阵法^[9](后文简称“FK法”),消除了传统刚度矩阵中涉及层厚和频率波数的增长指数项,兼备计算大尺度问题无需划分亚层和高频计算快速稳定收敛等优势,有效节省了计算资源,且能够自动满足无穷远波辐射条件,模拟精度高、模拟带宽范围较广,能满足工程结构敏感的宽频带范围(0~10 Hz)。

同时,宽频地震动模拟的可靠性,除依赖精确稳定的计算方法外,还需具备激发宽频地震波场能力的有限断层震源破裂模型^[10]。目前常用的有限断层震源模型主要分为:基于凹凸体^[11]的确定性震源模型、 k^2 随机震源模型^[12]和混合震源模型^[13-14]。确定性的震源模型强调了凹凸体的作用,而随机方法强调了高频散射和断层面小尺度不均匀导致的高频扰动作用,显然二者合理结合亦可激发宽频地震波场。因此,本文将基于GP14.3^[14]混合震源模型并采用修正动力刚度矩阵法来模拟2021年漾濞6.4级近断层宽频地震动。

1 理论模型与公式推导

有限断层震源作用下,一维地壳结构的三维动力响应计算模型如图1所示。

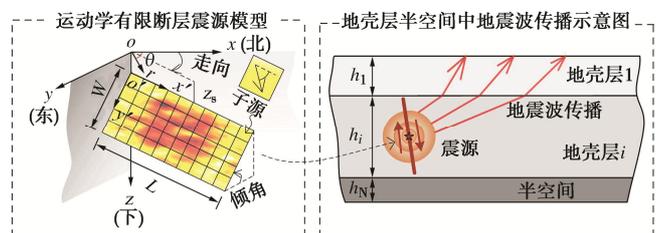


图1 有限断层震源作用下地壳层半空间地震响应计算模型

Fig. 1 Schematic graph of modelling with different particle sizes

地壳层和半空间为弹性、均匀、各向同性介质,介质参数采用厚度 h_i 、质量密度 ρ_0^i 、压缩波速 V_p^i 、剪切波速 V_s^i 、P波阻尼比 ζ_p^i 和S波阻尼比 ζ_s^i 表征。断层顶部深度为 z_s ,将 L (沿断层走向长) $\times W$ (沿断层倾向宽)的矩形断层面划分为 m (沿断层走向数量)

×*n* (沿断层倾向数量) 个 Δ*L* (子源长度) × Δ*W* (子源宽度) 矩形子源, 每个子源视为点震源。以断层面上破裂起始点 (图 1 中示意) 为断层面上左上角点) 在地表投影点为整体坐标系原点 *o*, 以北为 *x* 轴正方向、东为 *y* 轴正方向、下为 *z* 轴正方向建立北东下地理坐标系以描述方位, 而点震源的求解在柱坐标系下, 因此规定径向 *r* 轴与 *x* 轴正方向顺时针夹角为 *θ*, 建立柱坐标系 (*r*, *θ*, *z*)。

1.1 近断层宽频地震动模拟 FK 方法

(1) 整体动力刚度矩阵的建立

图 2 是介质参数为常数的平面内外水平层单元示意图。在频率波数域中, 省略波沿水平方向的传播因子 exp(-*ikx*), 位移幅值可以表示为^[15]

$$\left. \begin{aligned} u^{(L_i)} &= c_p^* k / \omega [A_p e^{iks_z} + B_p e^{-iks_z}] - \\ & \quad c_s^* k / \omega t [A_{SV} e^{iktz} - B_{SV} e^{-iktz}] \\ v^{(L_i)} &= A_{SH} e^{iktz} + B_{SH} e^{-iktz} \\ w^{(L_i)} &= -c_p^* k / \omega s [A_p e^{iks_z} - B_p e^{-iks_z}] - \\ & \quad c_s^* k / \omega [A_{SV} e^{iktz} + B_{SV} e^{-iktz}] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中: *u* 和 *w* 分别表示平面内水平和竖向位移, *v* 表示平面外位移, 上标 “*L_i*” 表示层号, *k* 表示水平波数, *ω* 表示圆频率, 复剪切波速 $c_s^* = V_s^{L_i} (1 + 2i\zeta_s^{L_i})$, 复压缩波速 $c_p^* = V_p^{L_i} (1 + 2i\zeta_p^{L_i})$, *i* 是纯虚数, *A* 表示上行波幅值, *B* 表示下行波幅值, 下标 P、SH、SV 分别表示不同的波型, 参数 $t = (\omega^2 / (c_p^* k)^2 - 1)^{0.5}$ 、 $s = (\omega^2 / (c_s^* k)^2 - 1)^{0.5}$ 。

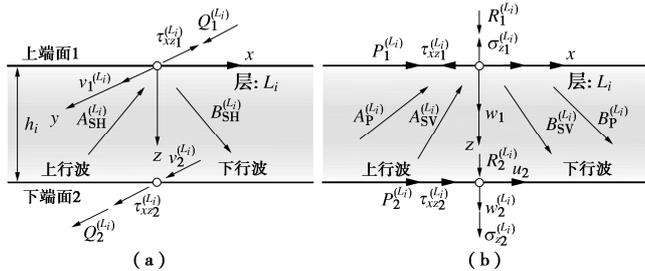


图 2 水平层单元 (a) 平面外 (b) 平面内运动示意图

Fig. 2 Diagram of stratified layer elements (a) out-of-plane motion (b) in-plane motion

层单元沿深度位置 *z* 的应力幅值可以表示为^[15]

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xz}^{(L_i)} &= 2ic_p^* k^2 / \omega s G^* [A_p e^{iks_z} - B_p e^{-iks_z}] + \\ & \quad ic_s^* k^2 / \omega (1 - t^2) [A_{SV} e^{iktz} + B_{SV} e^{-iktz}] \\ \tau_{yz}^{(L_i)} &= ikt G^* [A_{SH} e^{iktz} + B_{SH} e^{-iktz}] \\ \sigma_z^{(L_i)} &= ic_p^* k^2 / \omega (1 - t^2) G^* [A_p e^{iks_z} + B_p e^{-iks_z}] - \\ & \quad 2ic_s^* k^2 / \omega t G^* [A_{SV} e^{iktz} - B_{SV} e^{-iktz}] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中: $\tau_{xz}^{(L_i)}$ 和 $\sigma_z^{(L_i)}$ 表示平面内应力; $\tau_{yz}^{(L_i)}$ 表示平面外应力;

复剪切模量 $G^* = \rho c_s^{*2}$ 。

式 (1), (2) 中上行波幅值 *A* 前的系数包含发散的指数项 exp(*ikth_i*) 和 exp(*iksh_i*), 这会导致在计算高频和大尺度问题时求解不易收敛。虽然采用额外划分亚层和加密波数积分的方式可达到收敛的效果, 但会额外增加计算量。因此, 可将其重新整理为

$$\left\{ \begin{aligned} \{u_1^{(L_i)}, iw_1^{(L_i)}, u_2^{(L_i)}, iw_2^{(L_i)}, v_1^{(L_i)}, v_2^{(L_i)}\}^T &= \begin{bmatrix} \mathbf{D}_{P-SV}^{(L_i)*} \\ \mathbf{D}_{SH}^{(L_i)*} \end{bmatrix} \cdot \\ \{A_p^{(L_i)} e^{iksh_i}, B_p^{(L_i)}, A_{SV}^{(L_i)} e^{ikth_i}, B_{SV}^{(L_i)}, A_{SV}^{(L_i)} e^{ikth_i}, B_{SV}^{(L_i)}\}^T, \\ \{\tau_{xz1}^{(L_i)}, i\sigma_{z1}^{(L_i)}, \tau_{xz2}^{(L_i)}, i\sigma_{z2}^{(L_i)}, \tau_{yz1}^{(L_i)}, \tau_{yz2}^{(L_i)}\}^T &= \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{P-SV}^{(L_i)*} \\ \mathbf{T}_{SH}^{(L_i)*} \end{bmatrix} \cdot \\ \{A_p^{(L_i)} e^{iksh_i}, B_p^{(L_i)}, A_{SV}^{(L_i)} e^{ikth_i}, B_{SV}^{(L_i)}, A_{SV}^{(L_i)} e^{ikth_i}, B_{SV}^{(L_i)}\}^T \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中: \mathbf{D}^* 和 \mathbf{T}^* 则表示修正后的转换矩阵。联立公式 (3) 中的两项等式, 消去波幅值向量, 即建立表征层状介质端面应力和位移关系的刚度矩阵方程:

$$\begin{aligned} & \{\tau_{xz1}^{(L_i)}, i\sigma_{z1}^{(L_i)}, \tau_{xz2}^{(L_i)}, i\sigma_{z2}^{(L_i)}, \tau_{yz1}^{(L_i)}, \tau_{yz2}^{(L_i)}\}^T \\ &= \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{P-SV}^{(L_i)*} [\mathbf{D}_{P-SV}^{(L_i)*}]^{-1} \\ \mathbf{T}_{SH}^{(L_i)*} [\mathbf{D}_{SH}^{(L_i)*}]^{-1} \end{bmatrix} \cdot \\ & \{u_1^{(L_i)}, iw_1^{(L_i)}, u_2^{(L_i)}, iw_2^{(L_i)}, v_1^{(L_i)}, v_2^{(L_i)}\}^T \quad (4) \end{aligned}$$

特别地, 层单元的上端面是单元负面, 应力的方向与整体坐标系正方向相反, 而形成刚度矩阵时, 外荷载的施加方向需按整体坐标系正方向, 因此取外荷载幅值 $P_1^{(L_i)} = -\tau_{xz1}^{(L_i)}$, $Q_1 = -\tau_{yz1}^{(L_i)}$, $R_1 = -\sigma_{z1}^{(L_i)}$, $P_2^{(L_i)} = \tau_{xz2}^{(L_i)}$, $Q_2 = \tau_{yz2}^{(L_i)}$, $R_2 = \sigma_{z2}^{(L_i)}$ 代入式 (5) 中, 得层动力刚度矩阵:

$$\begin{aligned} & \{P_1^{(L_i)}, iR_1^{(L_i)}, P_2^{(L_i)}, iR_2^{(L_i)}, Q_1^{(L_i)}, Q_2^{(L_i)}\}^T \\ &= \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{P-SV}^{(L_i)} \\ \mathbf{K}_{SH}^{(L_i)} \end{bmatrix} \{u_1^{(L_i)}, iw_1^{(L_i)}, u_2^{(L_i)}, iw_2^{(L_i)}, v_1^{(L_i)}, v_2^{(L_i)}\}^T \quad (5) \end{aligned}$$

对于半无限空间, 辐射条件仅包含下行波, 取 $A_{SV}^{(L_i)} = 0$, $A_{SH}^{(L_i)} = 0$, $A_{SH}^{(L_i)} = 0$ 代入式 (4) 中并联立等式, 得半空间刚度矩阵方程:

$$\{P_o, iR_o, Q_o\}^T = \begin{bmatrix} \mathbf{K}_{P-SV}^R \\ \mathbf{K}_{SH}^R \end{bmatrix} \{u_o, iw_o, v_o\}^T \quad (6)$$

式中: 下标 “*o*”、上标 “*R*” 均表示半空间。

对于 *N* 层介质上覆于半空间的层状半空间模型, 仍需进一步集整离散层和半空间的动力刚度矩阵。根据层交界面的位移应力连续条件, 叠加刚度矩阵中的公共元素得层状半空间整体动力刚度矩阵, 集整过程如图 3 所示。

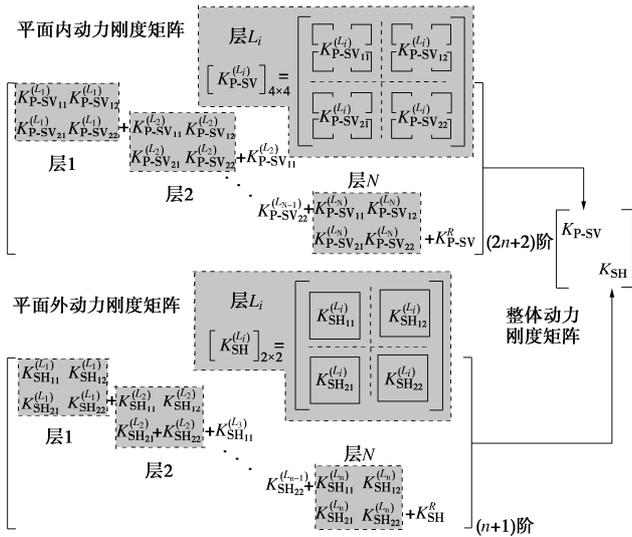


图3 整体动力刚度矩阵集整示意图

Fig. 3 Diagram of global dynamic stiffness matrix

(2) 点震源项的表示

地震学中，体力项常包含两项，即集中力源和点力偶源，针对埋置内源问题，采用点力偶源表征等效体力^[16]：

$$F = -\nabla[M\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s)\delta(z - z_s)] \quad (7)$$

式中： M 表示包含6种位态分量 M_{ij} 的矩张量，在笛卡尔坐标系中表示一对作用在 i 取向上、方向相反、在 j 取向上分开的力偶， $\nabla e = e_{r,r} + r^{-1}e_{\theta,\theta} + e_{z,z}$ 表示Nabla微分运算符， \mathbf{r} 表示水平位置矢量，即 $\mathbf{r} = (r, \theta) = (x, y)$ ， δ 表示Dirac函数。为将等效体力解耦，引入一组正交完备的面谱基矢量：

$$\left. \begin{aligned} R_m^k &= -J_m(kr)e^{im\theta}e_z \\ S_m^k &= k^{-1}\partial_r Y_m e^{im\theta}e_r + im(kr)^{-1}Y_m e^{im\theta}e_\theta \\ T_m^k &= im(kr)^{-1}Y_m e^{im\theta}e_r + k^{-1}\partial_r Y_m e^{im\theta}e_\theta \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

式中：柱谱函数 $Y_m = J_m(kr)\exp(im\theta)$ ， J_m 表示 m 阶贝塞尔函数， m 表示方位角模数，对于力偶源 m 取 $\pm 1, \pm 2, 0$ 共5个值足矣。对式(7)进行面谱矢量展开，可得到其在频率波数域中的解耦分量：

$$\left. \begin{aligned} F_{1m}^k &= (2\pi)^{-1} \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\theta F \cdot S_m^{k*} \\ F_{2m}^k &= (2\pi)^{-1} \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\theta F \cdot T_m^{k*} \\ F_{zm}^k &= (2\pi)^{-1} \int_0^\infty r dr \int_0^{2\pi} d\theta F \cdot R_m^{k*} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中： F_{1m}^k 和 F_{zm}^k 表示平面内运动体系中的等效力系分量， F_{2m}^k 表示平面外运动体系中的等效力系分量，上角标“*”表示取共轭。

Hudson^[17]指出等效力系可由位移-应力间断向量等效产生相同的波场：

$$d_m = \begin{bmatrix} G_m^{P-SV} \\ G_m^{SH} \end{bmatrix}_{1 \times 4}^T + \begin{bmatrix} C_m^{P-SV} \\ C_m^{SH} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_m^{P-SV} \\ H_m^{SH} \end{bmatrix}_{1 \times 2}^T \quad (10)$$

式中：矩阵 C 是与频率波数相关的矩阵，行向量 G 、 H 分别由式(9)中 $\delta(z-z_s)$ 、 $\delta'(z-z_s)$ 项前的系数组成。

(3) 点震源格林函数的建立

借鉴层状半空间动力格林函数求解思路，建立FK方法，使之适用于地壳层半无限域中点震源宽频地震波传播模拟，总体思路为：首先固定点震源所在层并求得固端反力(特解叠加齐解)，进而将其视为外荷载反加于整体半无限域并结合整体动力刚度矩阵求得其动力响应，最后采用Fourier-Hankel逆变换至时间空间域。

如图4所示，首先构建全空间解(特解)。点震源所在平面以上(下)仅包含上(下)行波。因此，将 $z=0$ 和 $B=0$ 代入式(1)，(2)可得源平面上的位移应力特解，同理将 $z=0$ 和 $A=0$ 代入式(1)可得源平面下的位移应力特解，进而与式(10)联立即求得上下行波幅值向量 $\{A_{Pm}^p, B_{Pm}^p, A_{SVm}^p, B_{SVm}^p, A_{SHm}^p, B_{SHm}^p\}^T$ (上标“p”表示特解)。以源所在位置为局部原点，引入两个辅助面 $z=-z_1$ 和 $z=z_2$ ，并将上下行波幅值向量及条件 $z=-z_1$ 、 $z=z_2$ 代入式(2)，得辅助面上的应力特解：

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xz1m}^p &= ik^2/\omega [2c_p^*sG^*A_{Pm}^p + c_s^*(1-t^2)A_{SVm}^p] e^{-iksz_1} \\ \tau_{xz2m}^p &= ik^2/\omega [-2c_p^*sG^*B_{Pm}^p + c_s^*(1-t^2)B_{SVm}^p] e^{-iksz_2} \\ \sigma_{z1m}^p &= ik^2/\omega [c_p^*(1-t^2)G^*A_{Pm}^p - 2c_s^*tG^*B_{SVm}^p] e^{-iksz_1} \\ \sigma_{z2m}^p &= ik^2/\omega [c_p^*(1-t^2)G^*B_{Pm}^p + 2c_s^*tG^*B_{SVm}^p] e^{-iktz_2} \\ \tau_{yz1m}^p &= iktG^*A_{SHm}^p e^{-iktz_1} \\ \tau_{yz2m}^p &= iktG^*B_{SHm}^p e^{-iktz_2} \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

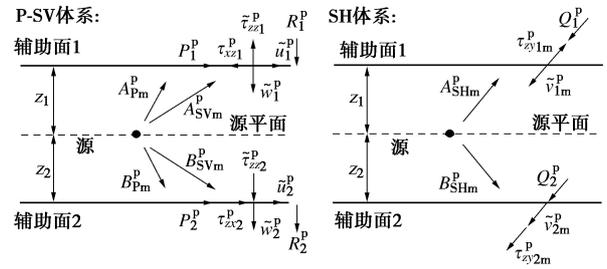


图4 特解构建示意图

Fig. 4 Sketch of construction of particular solutions

其次固定辅助面，辅助面上的位移齐解即为负位移特解，进而可以求得层内齐解所对应的上下行波幅值系数向量 $\{A_p^h, B_p^h, A_{sv}^h, B_{sv}^h, A_{sh}^h, B_{sh}^h\}^T$ (“h”表示齐解)：

$$\left. \begin{aligned} \tau_{xz1m}^h &= 2ic_p^*k^2 / \omega s G^* (A_{Pm}^h e^{-iks_{z1}} - B_{Pm}^h e^{iks_{z1}}) + \\ & \quad ic_s^*k^2 / \omega(1-t^2)(A_{SVm}^h e^{-ikt_{z1}} + B_{SVm}^h e^{ikt_{z1}}) \\ \tau_{xz2m}^h &= 2ic_p^*k^2 / \omega s G^* (A_{Pm}^h e^{iks_{z2}} - B_{Pm}^h e^{-iks_{z2}}) + \\ & \quad ic_s^*k^2 / \omega(1-t^2)(A_{SVm}^h e^{ikt_{z2}} + B_{SVm}^h e^{-ikt_{z2}}) \\ \sigma_{z1m}^h &= ic_p^*k^2 / \omega(1-t^2)G^* (A_{Pm}^h e^{-iks_{z1}} + B_{Pm}^h e^{iks_{z1}}) - \\ & \quad 2ic_s^*k^2 / \omega t G^* (A_{SVm}^h e^{-ikt_{z1}} - B_{SVm}^h e^{ikt_{z1}}) \\ \sigma_{z2m}^h &= ic_p^*k^2 / \omega(1-t^2)G^* (A_{Pm}^h e^{iks_{z2}} + B_{Pm}^h e^{-iks_{z2}}) + \\ & \quad 2ic_s^*k^2 / \omega t G^* (A_{SVm}^h e^{ikt_{z2}} - B_{SVm}^h e^{-ikt_{z2}}) \\ \tau_{yz1m}^h &= ikt G^* (A_{SHm}^h e^{-ikt_{z1}} + B_{SHm}^h e^{ikt_{z1}}) \\ \tau_{yz2m}^h &= ikt G^* (A_{SHm}^h e^{ikt_{z2}} + B_{SHm}^h e^{-ikt_{z2}}) \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

进而叠加固定端面特解齐解得固定端面反力解:

$$\left. \begin{aligned} P_{jm}^r &= (-1)^j (\tau_{xzym}^p + \tau_{xzym}^h) \quad (j=1 \sim 2) \\ Q_{jm}^r &= (-1)^j (\tau_{yzjm}^p + \tau_{yzjm}^h) \quad (j=1 \sim 2) \\ R_{jm}^r &= (-1)^j (\sigma_{zjm}^p + \sigma_{zjm}^h) \quad (j=1 \sim 2) \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

然后, 放松固定端面, 将反力反向施加于层状半空间, 并利用前述建立的刚度矩阵 \mathbf{K} 求得地壳层半空间点震源作用下的位移响应:

$$\mathbf{K}\mathbf{U}_m = \mathbf{P}_m \quad (14)$$

式中: 层交界面上的外荷载向量 $\mathbf{P}_m = \{0, 0, \dots, -P_{1m}^r, -iR_{1m}^r, -P_{2m}^r, -iR_{2m}^r, \dots, 0, 0, \dots, -Q_{1m}^r, -Q_{1m}^r, \dots, 0\}$, 层交界面上的位移向量 $\mathbf{U}_m = \{0, 0, \dots, u_{1m}, iw_{1m}, u_{2m}, iw_{2m}, \dots, 0, 0, \dots, v_{2m}, v_{2m}, \dots, 0\}$ 。而此时求得的位移响应是解耦的, 需利用面谐基矢量耦合位移响应并采用 Fourier-Hankel 逆变换得到时间空间域位移响应 $\mathbf{u} = \{u_r, u_\theta, u_z\}^T$:

$$\mathbf{u} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\omega t} dt \int_0^{m+2} \sum_{m=-2}^{\infty} [u_m \mathbf{S}_m^k + v_m \mathbf{T}_m^k + w_m \mathbf{R}_m^k] e^{im\theta} k dk, \quad (15)$$

相应地, 直角坐标系中的位移可以表示为

$$\begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta & 0 \\ \sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_z \end{pmatrix}, \quad (16)$$

至此, 推导完成点震源作用下层状半空间三维动力响应, 即理论格林函数 $\mathbf{g}(\mathbf{x}, t)$ 。

(4) 有限断层作用下的地震动合成

由表示定理^[18], 点震源引起的层状半空间表面任意点位移可表示为格林函数与震源时间函数的卷积:

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{g}(\mathbf{x}, t) \text{STF}(t) M_0 \quad (17)$$

式中: $\mathbf{a}(\mathbf{x}, t)$ 表示地表观测点 \mathbf{x} 位置处位移响应; $\mathbf{g}(\mathbf{x}, t)$ 表示单位强度点震源引起的地表观测点 \mathbf{x} 处位移格林函数; $\text{STF}(t)$ 表示震源时间函数; M_0 表示标量地震矩。

而对于近断层地震动模拟, 其受震源破裂过程的控制作用显著, 破裂面的尺寸较大, 不能将震源描述

为单独的点震源, 需采用有限断层震源模型, 将整个破裂面划分为多个矩形子源并视为点震源。因此, 整个断层破裂引起的地震动可以表示为

$$\mathbf{a}(\mathbf{x}, t) = \sum_{ij} \mathbf{g}_{ij}(\mathbf{x}, t) \cdot \text{STF}(\tau_{ij}, t + t_0) M_{0ij} \quad (18)$$

式中: $\mathbf{g}_{ij}(\mathbf{x}, t)$ 表示第 ij 个点震源引起的地表观测点 \mathbf{x} 处的格林函数; $\text{STF}(\tau_{ij}, t + t_0)$ 表示第 ij 个子源的震源时间函数, τ_{ij} 表示上升时间, t_0 表示子源的破裂起始时间; M_{0ij} 表示第 ij 个子源的标量地震矩。

1.2 漾濞地区地下一维速度结构模型

地下介质参数的确定需综合利用地震勘探结果、区域地质资料、钻孔资料以及地层波速试验资料等。本文暂不考虑地下起伏结构和地形因素, 假定研究区内同一个水平岩层的波速、密度和阻尼比恒定不变。本文结合 CRUST1.0 及黎朕灵等^[2]给出的反演云南地区中小地震震源机制所采用的莫霍面深度为 55 km 的一维地壳速度结构信息 (如表 1 所示)。

表 1 漾濞地区地下一维速度结构

Table 1 1D velocity structure in Yangbi area

地层厚度/ km	V_p / ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	V_s / ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	ρ / ($\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)	$2\zeta_p = \zeta_s$
3.00	5.50	2.50	2.50	0.010
18.00	6.10	3.45	2.81	0.007
7.00	6.35	3.55	2.88	0.007
14.00	5.70	3.35	2.61	0.007
16.00	6.65	3.65	2.97	0.006
—	7.80	4.30	3.28	0.005

1.3 混合震源模型的建立

有限断层震源参数主要分为全局震源参数和局部震源参数。全局震源参数^[1]为: 走向 135° 、倾角 82° 、滑动角 -165° , 断层面沿走向长 15 km、沿倾向宽 15 km, 断层顶面深 3 km, 断层面平均滑动量 40 cm。断层面划分为 15×15 个 $1 \text{ km} \times 1 \text{ km}$ 的矩形子源。局部参数 (主要是凹凸体模型参数) 基于局部参数定标率确定^[19], 因本次地震震级小于 6.5 级, 断层面上仅采用单凹凸体, 具体局部参数及定标律见表 2。

表 2 漾濞 6.4 级地震局部震源参数

Table 2 Local source parameters of Yangbi M6.4 earthquake

局部参数	定标律	参数值
面积 S_m/km^2	$\lg S_m = \lg S - 0.80$	64.0
平均错动量 \bar{D}_m/cm	$\lg \bar{D}_m = \lg \bar{D} + 0.37$	94.0
长度 L_m/km	$\lg L_m = \lg L - 0.50$	4.74
宽度 W_m/km	$W_m = S_m / L_m$	7.59
沿走向中心 x'_m/km	$\lg x'_m = \lg L - 0.34$	6.86
沿倾向中心 y'_m/km	$\lg y'_m = \lg W - 0.36$	6.55
破裂起始点 x'_s/km	$\lg x'_s = \lg L - 0.36$	6.55
破裂起始点 y'_s/km	$\lg y'_s = \lg W - 0.28$	7.87

采用 GP14.3^[13-14]混合震源模型的建立方法,在上述低波数确定性的凹凸体震源模型中引入高频随机成分,以确保合成宽频地面运动的带宽有效性。首先考虑在断层面上滑动分布中引入高波数随机扰动,将断层面上滑动量的空间分布经二维快速 Fourier 变换至波数域,得到断层面上确定性的滑动波数谱 $D_{\text{slip}}(k_s, k_d)$:

$$D_{\text{slip}}(k_s, k_d) = \iint U_{\text{slip}}(x', y') e^{-ik_s x} e^{-ik_d y} dk_s dk_d \quad (19)$$

式中: k_s, k_d 分别为沿断层面走向、倾向的波数; $U_{\text{slip}}(x', y')$ 为断层面上滑动量的空间分布; (x', y') 为断层面上局部坐标,如图 1 所示。

其次采用波数衰减满足 von Karman 自相关函数^[20]的波数谱并引入随机数 $\varphi \in [-\pi, \pi]$ 表达断层破裂面上小尺度的随机变量:

$$A(k_s, k_d) = (1 + a_s^2 k_s^2 + a_d^2 k_d^2)^{-0.5(H+1)} e^{i\varphi} \quad (20)$$

式中: H 为 Hurst 指数,这里根据文献[13]的介绍设置为 0.75, a_s 和 a_d 为两个与震级 M_w 相关的经验系数:

$$\left. \begin{aligned} \log_{10} a_s &= 0.5M_w - 1.7, \\ \log_{10} a_d &= 0.333M_w - 0.7 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

然后在波数域中结合确定性的低波数谱和随机高波数谱,并利用二维逆傅里叶变换至空间域中:

$$\left. \begin{aligned} U_{\text{slip}}^h(x', y') &= 1/(2\pi)^2 \iint [D_{\text{slip}}(k_s, k_d)W + A(k_s, k_d)], \\ D_{\text{slip}}(0, 0) / \sqrt{a_s a_d} (1 - W) &e^{ik_s x} e^{ik_d y} dk_s dk_d \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

式(22)中, W 为波数结合函数,用以选择确定性部分的低波数成分和随机部分的高波数成分,其表达式为

$$W = \left[1 + \left(\frac{k_s^2}{k_{cs}^2} + \frac{k_d^2}{k_{cd}^2} \right)^N \right]^{-1} \quad (23)$$

式中: N 为控制结合的锐度,本文参考文献[13]的研究设置为 1; k_{cs} 和 k_{cd} 表示沿断层走向和倾向的拐角波数,用以确定震源谱中低波数和高波数的结合界限,本文根据文献[13]研究给定的经验范围,设置 $k_{cs} = 2.0$ 断层沿走向长度, $k_{cd} = 2.0$ 断层沿倾向宽度。由此,断层面上的滑动量分布得以确定(如图 5(a)所示)。

关于破裂前端的分布,首先需要确定破裂速度的初始分布。考虑浅地壳区域的破裂能力相较于深层弱^[21],将地表至深度 5 km 范围内的平均破裂速度设置为剪切波速的 56%,深度大于 8 km 处破裂速度设定为剪切波速的 80%,5~8 km 的区域为线性过度区域,因此破裂速度沿深度范围的初始分布可以表示为

$$v_r = \begin{cases} 0.56 \times V_s & (z \leq 5 \text{ km}) \\ 0.80 \times V_s & (z \geq 8 \text{ km}) \end{cases} \quad (24)$$

进而根据子源中心至破裂起始点的直线距离和初始破裂速度分布即可确定断层面上各子源的破裂起始时刻 T_{ij0} ,而后考虑各子源滑动量对各自破裂起始时刻的时间扰动并引入随机数,得到破裂起始时刻的空间分布(图 5(a)等值线表示间隔 0.5 s 的破裂前端分布):

$$T_{ijF} = T_{ij0} - 1.8 \times 10^{-9} M_0^{1/3} \left[\frac{\log(s_{ij}) - \log(s_A)}{\log(s_M) - \log(s_A)} \right] e^{\varepsilon \sigma_T} \quad (25)$$

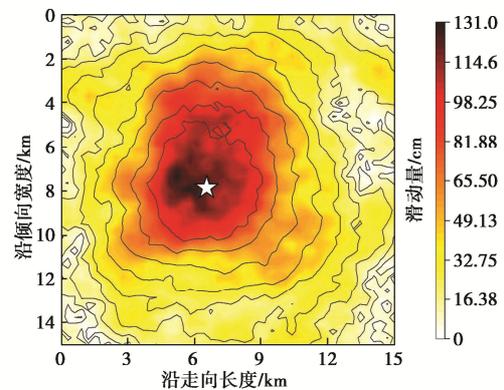
式中: M_0 为总地震矩大小; s_{ij} 为各子源的滑动量(最小阈值取 $0.05s_A$); s_A 为断层面上的平均滑动量; s_M 为所有子源中最大滑动量; ε 为服从标准正态分布的随机数; σ_T 为对数正态标准差,此处设置为 0.2。

上升时间表征子源完成破裂过程所需时间,本文采用 Gauss 型矩率时间函数。考虑浅层地壳($z < 5$ km)的破裂持时是较深处的($z > 8$ km) 2 倍^[22],其间为线性过度,各子源的上升时间可以表示为

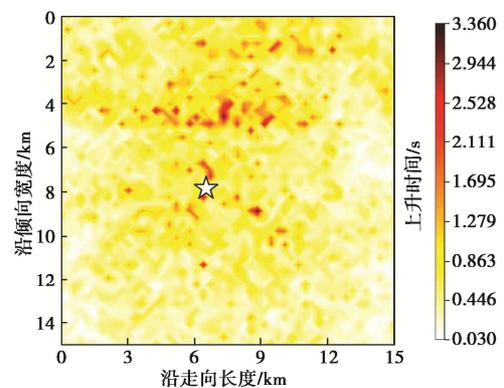
$$\tau_{ij} = \begin{cases} 2\sqrt{s_{ij}} e^{\varepsilon \sigma_T} & (z < 5 \text{ km}) \\ \sqrt{s_{ij}} e^{\varepsilon \sigma_T} & (z > 8 \text{ km}) \end{cases} \quad (26)$$

最后根据断层面上的平均上升时间 τ_A 按比例调整各子源的上升时间即可得其在断层面上的空间分布(如图 5(b)所示)。

$$\tau_A = 1.6 \times 10^{-9} M_0^{1/3} \quad (27)$$



(a) 滑动量和破裂前端分布



(b) 上升时间分布

图 5 滑动量和破裂前端分布及上升时间分布

Fig. 5 Distribution of slip, rupture-front and rise-time

2 方法及模型适用性验证分析

FK 法的精度及高频稳定性笔者在文献[7, 9]中已广泛验证。图 6 是采用所提出的改进 FK 法及混合震源模型计算的 8 个台站的三分量加速度时程与强震记录对比。黑色曲线代表台站的强震记录、红色曲线代表本文模拟结果, 每条曲线的时长均为 50 s, PGA 均标注于曲线的右上方, 单位为 cm/s^2 。强震记录经 4 阶 Butterworth 低通滤波至 10 Hz。结果表明: 本文模拟的加速度时程的波形、持时和幅值与强震记录对比良好, 论证了本文提出的 FK 法及震源模型的适用性。

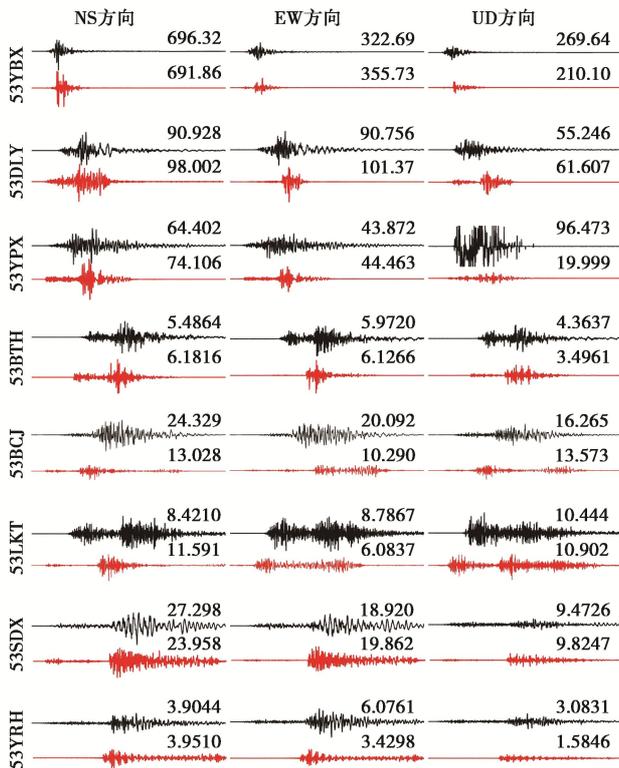


图 6 模拟地震动时程与强震记录对比

Fig. 6 Comparison of time histories between simulations and records

图 7 比较了本文模拟结果与强震记录的 5% 阻尼比加速度反应谱。图中为便于比较和观察, 将所有 EW 分量缩小 5 倍、UD 分量缩小 25 倍。总体上看: 本文模拟结果反应谱的各周期成分的 PGA 与强震记录吻合良好。根据上述地震动时程、和反应谱的比较分析, 总体上本文采用的 FK 法和混合震源模型适用于 2021 年漾濞 6.4 级地震的宽频地震动模拟。

3 漾濞区域地面运动场模拟及分析

本节以 2021 年漾濞 6.4 级地震破裂起始点为中心设定 $100 \text{ km} \times 100 \text{ km}$ 目标计算区域 (如图 8 所示, 图中的小矩形表示断层投影面、星号表示破裂起始点), 在目标计算区域内均匀布置 141×141 , 共计 19881 个计算点。本节给出了目标区域水平和竖向加

速度、速度峰值的空间分布, 体现了近断层地震动效应, 分析了其空间分布特征; 给出了目标区域竖向和水平 EW 分量速度波场快照, 分析了其破裂方向性效应; 给出了垂直断层走向测线上接收点水平和竖向加速度、速度峰值随震中距的衰减曲线, 拟合了其衰减方程; 给出了垂直和平行于断层走向测线上各接收点的加速度频谱曲线, 分析了近断层地震动衰减的频谱特征。

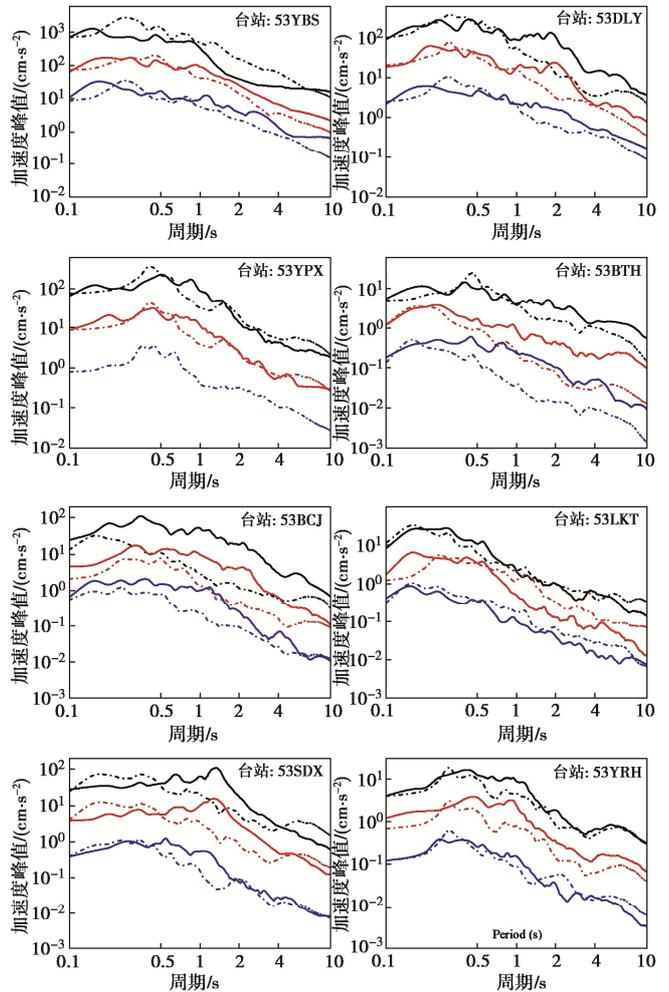


图 7 模拟地震动反应谱与强震记录对比

Fig. 7 Comparison of response spectra between simulations and records

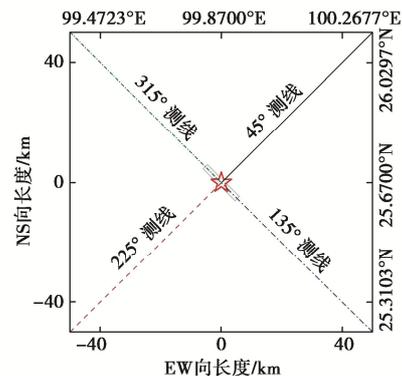


图 8 模拟区域及测线布置示意图

Fig. 8 Sketch of simulation area and counting line

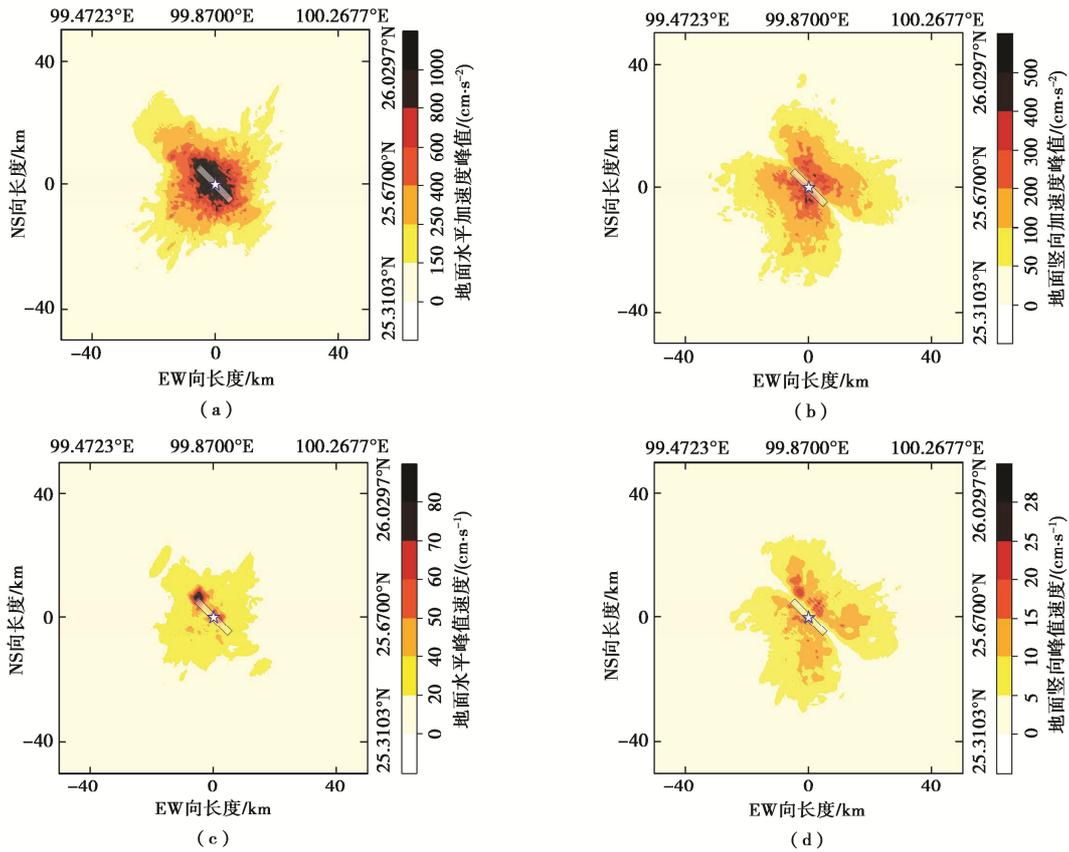


图9 目标区域 PGA 和 PGV 分布
Fig. 9 Distribution of PGA and PGV in target area

3.1 目标区域地面运动峰值分布

图 9 (a), (c) 分别是目标区域的水平方向峰值加速度 (PGA) 和峰值速度 (PGV) 分布图, 水平分量由 NS 分量和 EW 分量通过矢量合成方式获得, 图 9 (b), (d) 分别是目标区域的竖向 PGA 和 PGV 分布图。

从图 9 可以看出, 目标区域的峰值分布特征介于走滑断层和倾滑断层之间, 均沿断层走向迹线对称分布, 水平分量近似于椭圆分布; 峰值较大区域集中在断层投影面附近, 这与混合震源模型中凹凸体的位置相对应, 体现了近断层地震动的集中性效应; 垂直于断层走向的 PGA 和 PGV 比平行于断层方向的衰减更快, 这是由于断层呈中心破裂, 释放的能量持续在破裂前端汇聚, 体现了近断层地震动的破裂方向性效应; 且水平分量的 PGA 和 PGV 随震中距的衰减速度明显大于竖向分量 (图中表现为颜色深浅的变化更为剧烈), 这是由于水平分量含有的高频成分较为丰富, 而高频成分相较于低频成分随着传播距离的增加衰减更快, 这在后文的频谱结果中将进一步分析。

3.2 目标区域速度波场快照

图 10 给出了目标区域的水平 EW 分量速度波场快照图 (第一、二排) 和竖向速度波场快照图 (第三、四排)。由图 5 (a) 可知断层面上破裂从起始点传播

至最远端持续了约 5.6 s, 相应地从快照图中可以看出, 在 5.0 s 之后, 破裂产生的能量逐步在破裂前方聚集, 呈现明显的破裂方向性效应; 此外, 在地表断层投影面附近, 波阵面以近似椭圆形向四周扩散, 呈现明显的近断层地震动集中效应。

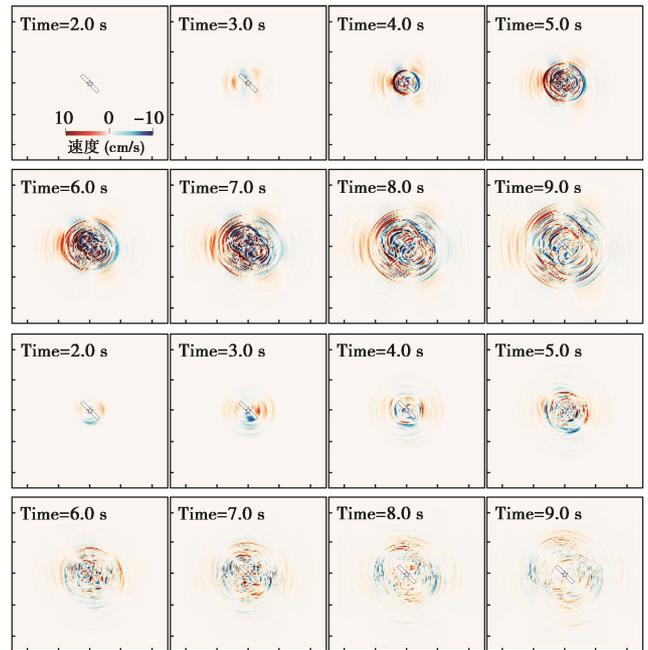


图10 目标区域速度波场快照
Fig. 10 Distribution of PGA and PGV in target area

3.3 目标区域地面运动峰值分布

图 11 (a), (b) 给出了垂直及平行于断层走向的 4 条测线 (如图 8 所示) 上各计算点水平 PGA 及 PGV 随震中距的变化关系, 并与俞言祥等^[23] (2013) 给出的青藏区椭圆衰减关系曲线进行对比。

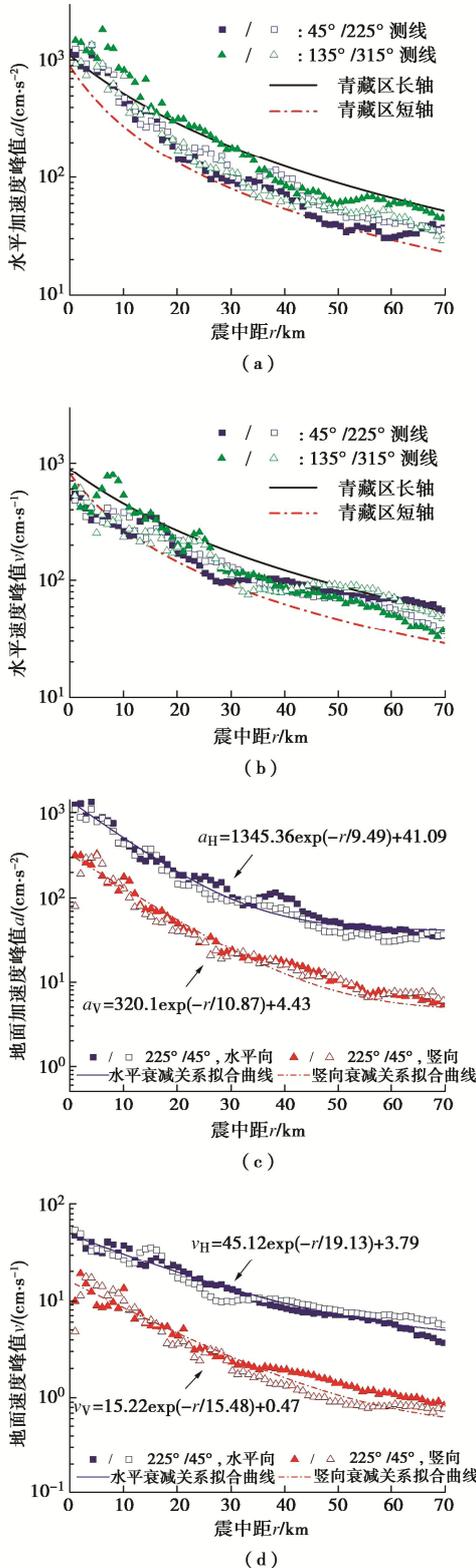


图 11 地面运动峰值衰减曲线

*ig. 11 Attenuated curves of peak ground motions

从图 11 (a), (b) 中可以看出: 各测线峰值随震

中距衰减的趋势与俞言祥等给出的衰减模型一致、且大致分布于两条衰减曲线范围之间, 进一步验证了所提出 FK 法与模型的适用性。虽然整体分布趋势较为一致, 但在震中距小于 20 km 范围内仍有一定的偏差, 因此, 本文基于 FK 法模拟数据的基础上, 对垂直于断层走向上各计算点的峰值地震动随震中距的衰减关系进行拟合 (如图 11 (c), (d) 所示), 给出针对 2021 年漾濞 6.4 级地震近场区域地震动衰减曲线, 可为灾后震情分析及加固改造提供一定的理论研究及工程指导依据。

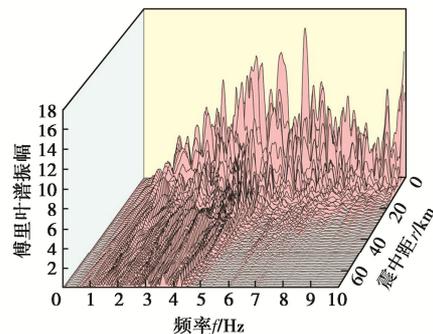
在图 11 (c), (d) 中, 以 20 km 为界, 分别计算 PGA 及 PGV 衰减比例, 如表 3 所示。可看出: 在震中距 0~20 km 范围内, 水平和竖向 PGA 均衰减了 93.1%, 而 PGV 仅衰减 70%~80%; 在震中距 20~70 km 内加速度和速度衰减幅度相当, 且水平向比竖向衰减减缓。

表 3 地面运动峰值衰减比例

Table 3 Attenuation ratios of peak ground motions

震中距/km	a_H	a_V	v_H	v_V
0~20	93.1%	93.1%	73.8%	83.3%
平均	3.10%	3.10%	2.46%	2.78%
20~70	51.4%	75.5%	59.9%	74.3%
平均	1.29%	1.89%	1.50%	1.86%

分析原因: 断层破裂激发的高频能量主要集中在近场范围内, 且高频成分波长短, 易受介质散射而较快衰减, 而水平向加速度在震中距 20 km 内相比于竖向加速度包含更为丰富的高频成分, 其衰减相对较快; 当震中距大于 20 km 后, 高频成分逐渐消失殆尽, 地震波所辐射的能量中仅存一些衰减较慢的中低频成分, 而水平分量中所包含的中低频成分相较于竖向分量更为丰富, 因而水平分量随着震中距衰减变缓。分别计算 45° 测线 (如图 12 (a)~(c)) 和 135° 测线 (如图 12 (d)~(f)) 上各点三分量加速度时程的傅里叶振幅谱。可以看出: 震中距 0~20 km 内, 各分量加速度的频带范围为 0~10 Hz, 当震中距大于 20 km, 各分量加速度的频率成分主要集中在 0~4 Hz, 高频成分衰减殆尽, 结果证实了上述分析, 体现了近断层地震动频谱特征和高频衰减趋势。



(a) NS分量

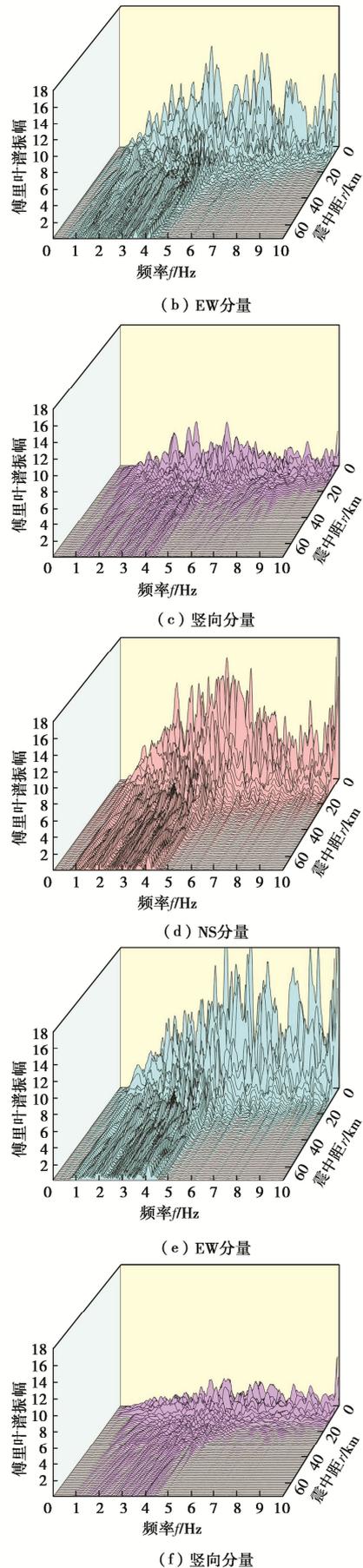


图 12 频谱分布瀑布图

Fig. 12 Waterfall plots of spectral distribution

4 结 语

针对 2021 年 5 月 21 日云南漾濞 6.4 级浅源破坏地震开展了近断层宽频地震动模拟研究工作。基于修正动力刚度矩阵法构建理论格林函数, 结合 GP14.3 混合震源模型考虑震源破裂的复杂性和破裂面上小尺度不均匀性的扰动, 使 FK 法模拟能兼顾波传播理论的不确定性及震源破裂复杂性主导的高频随机性。本文综合 CRUST1.0 及黎朕灵等 (2021) 给出的反演云南地区中小地震震源机制所采用的地下介质信息, 确定了漾濞地区地下一维速度结构。采用 FK 法模拟 8 个台站的三分量加速度时程及反应谱, 验证了本文方法和模型的适用性。最后计算以破裂起始点为中心一万平方公里目标区域内的 19881 个观测点的三分量地震动, 分析峰值分布及速度波场快照, 给出漾濞地区地震动衰减公式, 分析地震动衰减的频谱特征。

结果表明: ①2021 年漾濞 6.4 级地震呈现明显近断层地震动集中性效应和破裂方向性效应; ②近场 20 km 范围内, 地震动峰值衰减较快, 即 PGA 最大衰减 93.1%、PGV 最大衰减 83.3%; ③近场范围内频谱成分主要包含 0~10 Hz 宽频成分, 震中距超过 20 km 后频率成分主要集中在 0~4 Hz。

致 谢: 感谢中国地震局工程力学研究所提供数据支持。

参考文献:

- [1] 张 斌, 李小军, 林国良, 等. 2021 年 5 月 21 日漾濞 Ms6.4 地震近场地震动特征和方向性效应分析[J]. 地球物理学报, 2021, **64**(10): 3619-3631. (ZHANG Bin, LI Xiaojun, LIN Guoliang, et al. Analysis of strong ground motion characteristics and directivity effect in the near-field for the May 21, 2021 Ms6.4 Yangbi earthquake[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2021, **64**(10): 3619-3631. (in Chinese))
- [2] 黎朕灵, 金明培, 缪素秋. 2021 年云南漾濞 Ms6.4 地震同震位移场和震源滑动模型反演[J]. 地震研究, 2021, **44**(3): 330-337. (LI Zhenling, JIN Mingpei, MIAO Suqiu. Slip model and Co-seismic displacement field of the 2021 Yangbi, Yunnan Ms6.4 earthquake[J]. Journal of Seismological Research, 2021, **44**(3): 330-337. (in Chinese))
- [3] 刘俊清, 甘卫军, 王光明, 等. 2021 年 5 月 21 日云南漾濞 Ms6.4 地震序列地震矩张量及发震构造[J]. 地球物理学报, 2021, **64**(12): 4475-4487. (LIU Junqing, GAN Weijun, WANG Guangming, et al. Seismic moment tensor and seismogenic structure of the Yangbi Ms6.4 earthquake sequence on May 21, 2021 in Yunnan[J]. Chinese Journal of

- Geophysics, 2021, **64**(12): 4475-4487. (in Chinese))
- [4] 靳超越, 胡进军, 胡磊, 等. 基于机器学习的地震动特征提取与模拟: 以2021年云南漾濞6.4级地震为例[J]. 世界地震工程, 2021, **37**(4): 73-80. (JIN Chaoyue, HU Jinjun, HU Lei, et al. Machine learning-based seismic feature extraction and simulation—a case study of the 2021 Yangbi M6.4 earthquake[J]. World Earthquake Engineering, 2021, **37**(4): 73-80. (in Chinese))
- [5] 何欣娟, 潘华. 2021年云南漾濞Ms6.4地震的强地面运动模拟[J]. 地震地质, 2021, **43**(4): 920-935. (HE Xinjuan, PAN Hua. Simulation of strong ground motion from the 2021 Yangbi, Yunnan Ms6.4 earthquake[J]. Seismology and Geology, 2021, **43**(4): 920-935. (in Chinese))
- [6] 周红, 李亚南, 常莹. 云南漾濞6.4级地震强地面运动的模拟和空间分布特征分析[J]. 地球物理学报, 2021, **64**(12): 4526-4537. (ZHOU Hong, LI Yanan, CHANG Ying. Simulation and analysis of spatial distribution characteristics of strong ground motions by the 2021 Yangbi, Yunnan Province Ms6.4 earthquake[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2021, **64**(12): 4526-4537. (in Chinese))
- [7] BA Z N, et al. The dynamic stiffness matrix method for seismograms synthesis for layered transversely isotropic half-space[J]. Applied Mathematical Modelling, 2022, **104**: 205-227.
- [8] MCCALLEN D, PETERSSON A, RODGERS A, et al. EQSIM—a multidisciplinary framework for fault-to-structure earthquake simulations on exascale computers part I: Computational models and workflow[J]. Earthquake Spectra, 2021, **37**(2): 707-735.
- [9] BA Z N, SANG Q Z, WU M T, et al. The revised direct stiffness matrix method for seismogram synthesis due to dislocations: from crustal to geotechnical scale[J]. Geophysical Journal International, 2021, **227**(1): 717-734.
- [10] 曹泽林, 陶夏新, 陶正如. 2021年玛多7.4级地震近断裂三分量地震动场合成[J]. 世界地震工程, 2021, **37**(4): 1-11. (CAO Zelin, TAO Xiaxin, TAO Zhengru. Simulation of three-component near-fault ground motions during the 2021 Maduo M7.4 earthquake[J]. World Earthquake Engineering, 2021, **37**(4): 1-11. (in Chinese))
- [11] SOMERVILLE P, IRIKURA K, GRAVES R, et al. Characterizing crustal earthquake slip models for the prediction of strong ground motion[J]. Seismological Research Letters, 1999, **70**(1): 59-80.
- [12] GALLOVIČ F, BROKEŠOVÁ J. On strong ground motion synthesis with k [J]. Journal of Seismology, 2004, **8**(2): 211-224.
- [13] GRAVES R W, PITARKA A. Broadband ground-motion simulation using a hybrid approach[J]. Bulletin of the Seismological Society of America, 2010, **100**(5A): 2095-2123.
- [14] GRAVES R, PITARKA A. Refinements to the Graves and pitarka (2010) broadband ground-motion simulation method[J]. Seismological Research Letters, 2015, **86**(1): 75-80.
- [15] WOLF J P. Dynamic Soil-Structure Interaction[M]. Englewood Cliffs NJ: Prentice-Hall, 1985.
- [16] KENNETT B L N. Seismic Wave Propagation in Stratified Media[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1983
- [17] HUDSON J A. A quantitative evaluation of seismic signals at teleseismic distances—I radiation from point sources[J]. Geophysical Journal International, 1969, **18**(3): 233-249.
- [18] AKI K, RICHARDS P G. Quantitative Seismology[M]. 2nd ed. Sausalito, Calif: University Science Books, 2002.
- [19] 姜伟, 陶夏新, 陶正如, 等. 有限断层震源模型局部参数定标律[J]. 地震工程与工程振动, 2017, **37**(6): 23-30. (JIANG Wei, TAO Xiaxin, TAO Zhengru, et al. Scaling laws of local parameters of finite fault source model[J]. Earthquake Engineering and Engineering Dynamics, 2017, **37**(6): 23-30. (in Chinese))
- [20] MAI P M, BEROZA G C. A spatial random field model to characterize complexity in earthquake slip[J]. Journal of Geophysical Research: Solid Earth, 2002, **107**(B11): ESE 10-1.
- [21] PITARKA A, MELLORS R J, WALTER W R, et al. Analysis of ground motion from an underground chemical explosion[J]. Bulletin of the Seismological Society of America, 2015, **105**(5): 2390-2410.
- [22] KAGAWA T, IRIKURA K, SOMERVILLE P G. Differences in ground motion and fault rupture process between the surface and buried rupture earthquakes[J]. Earth, Planets and Space, 2004, **56**(1): 3-14.
- [23] 俞言祥, 李山有, 肖亮. 为新区划图编制所建立的地震动衰减关系[J]. 震灾防御技术, 2013, **8**(1): 24-33. (YU Yanxiang, LI Shanyou, XIAO Liang. Development of ground motion attenuation relations for the new seismic hazard map of China[J]. Technology for Earthquake Disaster Prevention, 2013, **8**(1): 24-33. (in Chinese))