

DOI: 10.11883/bzycj-2023-0124

## 3D 打印点阵夹芯结构冲击损伤的近场动力学模拟\*

陈洋<sup>1</sup>, 王肇喜<sup>1</sup>, 翟师慧<sup>1</sup>, 盛鹏<sup>1</sup>, 王者蓝<sup>1</sup>, 朱明亮<sup>2</sup>

(1. 上海航天精密机械研究所, 上海 201600;

2. 华东理工大学机械与动力工程学院, 上海 200237)

**摘要:** 为了有效模拟 3D 打印点阵材料夹芯结构在弹丸冲击下的损伤破坏行为, 在近场动力学微极模型中引入塑性键, 构建了适用于点阵材料夹芯结构的模型和建模方法, 在验证模型准确性的基础上, 模拟分析了低速和高速弹丸冲击下点阵材料夹芯结构的损伤模式与破坏机理。结果表明: 低速冲击下 3D 打印点阵夹芯结构的破坏模式以局部塑性变形为主; 高速冲击下, 破坏模式表现为溃裂、孔洞贯穿和碎片喷射, 并伴随着大范围的塑性变形。低速冲击下塑性变形范围随冲击速度升高而增大, 而高速冲击下则相反。高速冲击下, 点阵夹芯结构的贯穿过程分为面板接触、局部屈服、芯材压溃、穿透 4 个阶段, 弹丸经历了急-缓-急 3 段减速过程, 并对应 2 个加速度高峰, 第 2 个加速度峰值低于第 1 个加速度峰值的 50%; 低速冲击过程中, 弹丸仅有 1 次减速过程, 加速度峰值随冲击速度的升高而增大, 最终弹丸反弹。

**关键词:** 点阵材料; 夹芯结构; 近场动力学; 弹丸冲击; 损伤破坏

中图分类号: O347.3

国标学科代码: 13015

文献标志码: A

### Peridynamic simulation of impact damage to 3D printed lattice sandwich structure

CHEN Yang<sup>1</sup>, WANG Zhaoxi<sup>1</sup>, ZHAI Shihui<sup>1</sup>, SHENG Peng<sup>1</sup>, WANG Zhelan<sup>1</sup>, ZHU Mingliang<sup>2</sup>

(1. *Shanghai Spaceflight Precision Machinery Institute, Shanghai 201600, China;*

2. *School of Mechanical and Power Engineering, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China*)

**Abstract:** Lattice sandwich structures often exhibit discontinuous characteristics under impact, with damage behaviors involving multiple scales, from micro-scale cell fracture to macro-scale structural collapse. Traditional methods based on continuum mechanics have difficulty in accurately describing non-continuum problems such as material interfaces and fracture behavior, so usually they can only handle single-scale problems. Besides, lattice materials have complex geometric shapes, and mesh-dependent numerical methods such as finite element analysis may suffer mesh sensitivity and may even struggle to obtain an ideal mesh. In order to effectively simulate the damage behavior of 3D printed lattice sandwich structures under projectile impact, a lattice sandwich structure modeling method based on the theory of peridynamics and micro-polar model, and by considering plastic bonds, is proposed. The simulation results of uniaxial compression and large-mass low-speed impact tests are compared with experimental results to verify the accuracy of the peridynamics model for lattice sandwich structures. This model is then used to analyze the damage patterns and failure mechanisms of lattice sandwich panels under projectile impact from low to high velocities. The results show that under low-speed impact, the failure mode of 3D printed lattice sandwich structures is mainly localized plastic deformation, which causes small-scale fractures in the lattice structure near the impact location after arriving at a certain level of strain; while under high-speed impact, it usually exhibits collapse, hole piercing, and fragment ejection, accompanied by extensive plastic deformation. The plastic yield range of 3D printed lattice

\* 收稿日期: 2023-04-07; 修回日期: 2023-11-30

基金项目: 上海市曙光计划项目(21SG30)

第一作者: 陈洋(1994—), 男, 硕士, 工程师, chenyangwust@sina.com

sandwich structures shows different patterns under high-speed and low-speed impacts, with the plastic deformation range increasing as the impact velocity increases under low-speed impact, and decreasing under high-speed impact. This is mainly influenced by the characteristics of the lattice structure and the material crack propagation during the impact process. Under high-speed impact, the process of projectile penetration will go through four stages; i.e., panel contact, local yield, core material compression, and penetration. Because the material characteristics at each stage are different, the projectile will experience a “sharp-slow-sharp” deceleration process featured by two acceleration peaks, with the second peak value being 50% lower than the first. Compared with high-speed impact, the projectile under low-speed impact only experiences one deceleration process, and the peak acceleration increases with increasing impact velocity. When the plastic deformation and damage process of the lattice sandwich structure cannot fully dissipate the kinetic energy of the projectile, the release of elastic strain energy in the sandwich structure will cause the projectile to bounce back. The rebound speed in this study is less than 30% of the initial velocity. The research results can provide theoretical support and new analytical methods for the design and application of lattice materials.

**Keywords:** lattice materials; sandwich structures; peridynamics; projectile impact; damage and failure

点阵材料是一种由周期性结构单元构成的材料,具有超低密度、高比强度和良好的吸能缓冲性能等优点<sup>[1]</sup>。随着 3D 打印技术的发展,点阵材料的制备变得简单高效,更复杂精细的点阵材料结构设计逐渐得以实现,使得点阵材料朝着功能多样性、材料多样性以及多尺度的方向发展。在实际工程中,点阵夹芯结构是最常用的结构形式,一般由 2 层面板夹持一个或多个点阵材料组成,实体面板增强了点阵材料的力学性能,在航空航天、汽车、医疗与能源等行业得到了广泛的应用<sup>[2]</sup>。点阵材料的力学性能对其应用至关重要,目前,相关研究主要集中在弹塑性力学、断裂力学、冲击动力学、抗侵彻性能等方面。其中,弹塑性力学性能是点阵材料最基本的性质。点阵材料的弹性模量、泊松比、抗压强度等力学性能参数受点阵胞元形状、大小、排列方式等因素影响。冀宾等<sup>[3]</sup>以点阵层数、点阵杆件长度、截面尺寸、倾斜度、胞元长细比等变量为优化对象,提出了点阵夹芯结构的优化设计方法,提高了同等密度条件下结构的承载力。樊永霞等<sup>[4]</sup>采用电子束选区熔化技术制备了片状三周期极小曲面(triply periodic minimal surface, TPMS)点阵材料以及桁架类点阵材料,并对其开展压缩试验,验证了片状 TPMS 点阵材料的力学优越性。点阵材料夹芯结构在外力作用下可能会发生损伤和断裂,这涉及到点阵材料的失效机理和断裂行为,冲击作用下夹芯结构的动态破坏、缓冲吸能和抗侵彻问题是研究的热点<sup>[5]</sup>。程树良等<sup>[6]</sup>对 X 型点阵夹芯结构进行了落锤冲击试验与数值模拟,研究了冲击速度、面板厚度等参数对冲击性能的影响。时圣波等<sup>[7]</sup>基于爆炸冲击实验研究了复合点阵结构在强爆炸载荷作用下的损伤机理和失效模式,并采用数值仿真方法发展了其爆炸冲击响应预报模型。张振华等<sup>[8]</sup>开展了球头落锤冲击试验,揭示了大质量低速冲击作用下金字塔点阵夹芯结构的失效模式和缓冲吸能机理。很多研究采用试验或有限元模拟的方法探索轻质多孔夹芯结构的抗侵彻特性与耗能机理<sup>[9-12]</sup>。然而,有限元方法处理这类问题存在诸多局限性:点阵材料夹芯结构的冲击破坏具有非连续性特征,基于连续介质力学的有限元方法难以精确描述材料界面、材料断裂破坏等非连续性问题;点阵材料夹芯结构的破坏行为涉及多个尺度,即从微观的胞元断裂到宏观的结构崩塌,而有限元方法只能处理单一尺度的问题;点阵材料有复杂的几何形态,高度依赖网格的有限元方法存在网格敏感性问题,甚至难以获得理想的网格。综上所述,亟需提出一种新的建模和数值模拟算法,进一步研究点阵材料夹芯结构的冲击破坏行为。

近场动力学(peridynamics)是一种基于非局部理论的力学方法,可用于描述材料的弹塑性、破坏和断裂行为<sup>[13-14]</sup>。与传统的连续介质力学不同,近场动力学允许材料中的破坏自发从局部扩散到整体,同时还能够描述材料内部微观结构以及界面的破坏与变形<sup>[15-16]</sup>。陈洋等<sup>[17]</sup>采用近场动力学研究了泡沫铝夹芯结构的抗冲击性能,结果表明,该方法在处理轻质多孔夹芯结构的破坏问题上具有一定的优势。近场动力学可以很好地模拟材料裂纹扩展、分支和局部扩散等破坏行为,同时还可以考虑该行为的多尺度效应和材料的复杂几何结构。目前,尚未见采用近场动力学模拟点阵材料夹芯结构的相关报道。本文

中, 基于近场动力学理论提出适用于点阵材料夹芯结构的建模方法, 模拟分析弹丸冲击下点阵材料夹芯结构的损伤模式与破坏机理, 以期为点阵材料的设计和应用提供理论支持。

## 1 基于微极模型的近场动力学方法

### 1.1 近场动力学基本理论

在近场动力学中, 材料被看作由一系列具有质量的点组成, 每个质点  $\mathbf{x}_i$  与其周围半径为  $\delta$  的邻域  $H_{x_i}$  内其他质点  $\mathbf{x}_j$  之间均通过“键”相互联系, 这些键在外部载荷作用下产生的变形与断裂会引起材料宏观上的形变与破坏。如图 1 所示, 质点  $\mathbf{x}_i$  的运动状态由其周围所有键上的作用力与外载荷的合力决定, 根据平衡关系建立近场动力学的运动方程<sup>[13-14]</sup>:

$$\rho(\mathbf{x}_i)\ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i, t) = \int_{H_{x_i}} \mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}_{ij}, \boldsymbol{\xi}_{ij})\mu dV + \mathbf{b}(\mathbf{x}_i, t) \quad (1)$$

式中:  $\rho$  为质点的密度;  $\ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i, t)$  为质点  $\mathbf{x}_i$  的加速度矢量;  $\mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}_{ij}, \boldsymbol{\xi}_{ij})$  为由于键变形在质点上引起的力密度矢量, 也称对点力,  $\boldsymbol{\eta}_{ij} = \mathbf{u}(\mathbf{x}_i, t) - \mathbf{u}(\mathbf{x}_j, t)$  为质点的相对位移,  $\boldsymbol{\xi}_{ij} = \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j$  为质点的初始相对位置;  $\mu$  为键状态变量;  $\mathbf{b}(\mathbf{x}_i, t)$  为外载荷力密度。

近场动力学中的键可以看作连接近场范围内质点的微型弹簧, 对点力与键的伸长率  $s_{ij}$  以及键常数 (微型弹簧的拉压刚度)  $c$  有关:

$$\mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}_{ij}, \boldsymbol{\xi}_{ij}) = cs_{ij} \frac{(\boldsymbol{\eta}_{ij} + \boldsymbol{\xi}_{ij})}{|\boldsymbol{\eta}_{ij} + \boldsymbol{\xi}_{ij}|} \quad (2)$$

键的伸长率  $s_{ij}$  定义为:

$$s_{ij} = \frac{|\boldsymbol{\eta}_{ij} + \boldsymbol{\xi}_{ij}| - |\boldsymbol{\xi}_{ij}|}{|\boldsymbol{\xi}_{ij}|} \quad (3)$$

式 (1) 的键状态变量  $\mu$  与  $s_{ij}$  相关:

$$\mu(s_{ij}, t) = \begin{cases} 1 & s_{ij} < s_0 \\ 0 & s_{ij} \geq s_0 \end{cases} \quad (4)$$

式中:  $s_0$  为临界伸长率。  $\mu=0$  表示键断裂, 质点间的相互作用永久性消失。临界伸长率  $s_0$  可以通过临界能量释放率计算得到<sup>[15]</sup>:

$$s_0 = \sqrt{\frac{5\pi K_1^2}{18E^2\delta}} \quad (5)$$

式中:  $K_1$  为材料的断裂韧度,  $E$  为弹性模量。对于无法通过式 (5) 简单计算临近伸长率的材料, 一般采用实验进行标定。

近场动力学中定义材料损伤为质点近场范围内断裂键占其周围所有键的比例, 则  $\mathbf{x}_i$  点处的损伤  $D$  可以表示为:

$$D(\mathbf{x}_i, t) = 1 - \frac{\int_{H_{x_i}} \mu(s_{ij}, t) dV}{\int_{H_{x_i}} dV} \quad (6)$$

### 1.2 近场动力学微极模型

常规的键型近场动力学理论中, 键类似于桁单元, 质点间的相互作用力始终沿着两点的连线, 并

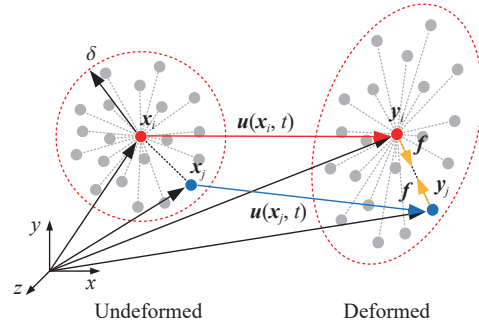


图 1 近场动力学质点之间的相互作用

Fig. 1 Interaction between particles in peridynamics

且是等大反向的。对于点阵材料,若将构成材料的基本杆元按照桁单元处理,则无法反映点阵结构变形过程中杆元承受的弯矩,因此常规的键型近场动力学理论不适用。微极模型扩展了键型近场动力学,将键视为梁单元,将对点力和对点力矩同时加入本构模型,不仅能反映点阵材料杆元轴向拉压,还考虑了承受弯矩时的响应<sup>[18]</sup>。如图 2 所示,变形后质点  $x_i$  和  $x_j$  分别发生线位移  $u_i$  和  $u_j$  以及角位移  $\theta_i$  和  $\theta_j$ ,在相应质点除了产生对点力  $f_{ij}$ 、 $f_{ji}$ (在微极模型中  $f_{ij}$  和  $f_{ji}$  大小相等、方向相反,但可以共线),还产生对点力矩密度矢量  $m_i$  和  $m_j$ ,于是近场动力学的运动方程变为如下形式:

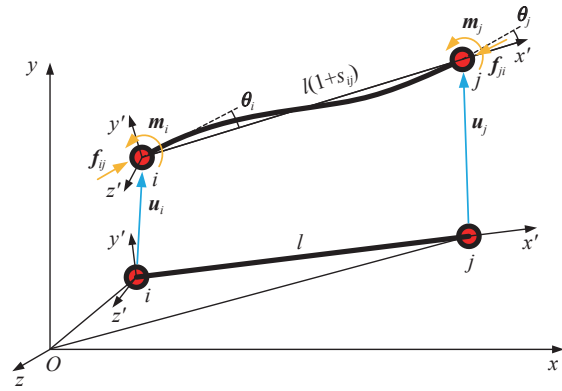


图 2 微极模型

Fig. 2 Micro-polar model

$$\begin{cases} \rho(x_i)\ddot{u}(x_i, t) = \int_{H_{x_i}} f_{ij}(\eta_{ij}, \xi_{ij}, \theta_i, \theta_j) dV + b(x_i, t) \\ I(x_i)\ddot{\theta}(x_i, t) = \int_{H_{x_i}} m_i(\eta_{ij}, \xi_{ij}, \theta_i, \theta_j) dV + q(x_i, t) \end{cases} \quad (7)$$

式中:  $I(x_i)$ 为质点  $x_i$  的惯性矩,  $\ddot{\theta}$ 为质点的角加速度矢量,  $q$ 为外力矩密度。按照梁单元理论,在以质点  $x_i$  为原点,  $x_i$  指向  $x_j$  方向为  $x$  轴的局部坐标系内,可将对点力与对点力矩密度的计算矩阵表示为:

$$F' = K'U' \quad (8)$$

$$F' = [ f'_{x_i} \quad f'_{y_i} \quad f'_{z_i} \quad m'_{x_i} \quad m'_{y_i} \quad m'_{z_i} \quad f'_{x_j} \quad f'_{y_j} \quad f'_{z_j} \quad m'_{x_j} \quad m'_{y_j} \quad m'_{z_j} ]^T \quad (9)$$

$$U' = [ u'_{x_i} \quad u'_{y_i} \quad u'_{z_i} \quad \theta'_{x_i} \quad \theta'_{y_i} \quad \theta'_{z_i} \quad u'_{x_j} \quad u'_{y_j} \quad u'_{z_j} \quad \theta'_{x_j} \quad \theta'_{y_j} \quad \theta'_{z_j} ]^T \quad (10)$$

式中:  $F'$ 为作用在梁单元上的广义力密度矢量(包括对点力  $f$  和对点力矩  $m$ ),  $K'$ 为微极模型的键刚度矩阵,  $U'$ 为广义位移矢量(包括线位移  $u$  和角位移  $\theta$ )。按照梁单元理论,微极模型的键刚度矩阵可以表示为:

$$K' = \begin{bmatrix} c/l & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -c/l & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 12d/l^3 & 0 & 0 & 0 & -6d/l^2 & 0 & -12d/l^3 & 0 & 0 & 0 & 6d/l^2 \\ 0 & 0 & 12d/l^3 & 0 & -6d/l^2 & 0 & 0 & 0 & -12d/l^3 & 0 & -6d/l^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2d/l & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2d/l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -6d/l^2 & 0 & 4d/l & 0 & 0 & 0 & 6d/l & 0 & 2d/l & 0 \\ 0 & -6d/l^2 & 0 & 0 & 0 & 4d/l & 0 & -6d/l^2 & 0 & 0 & 0 & 2d/l \\ -c/l & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c/l & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -12d/l^3 & 0 & 0 & 0 & -6d/l^2 & 0 & 12d/l^3 & 0 & 0 & 0 & -6d/l^2 \\ 0 & 0 & -12d/l^3 & 0 & 6d/l^2 & 0 & 0 & 0 & 12d/l^3 & 0 & 6d/l^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2d/l & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2d/l & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -6d/l^2 & 0 & 2d/l & 0 & 0 & 0 & 6d/l^2 & 0 & 4d/l & 0 \\ 0 & 6d/l^2 & 0 & 0 & 0 & 2d/l & 0 & -6d/l^2 & 0 & 0 & 0 & 4d/l \end{bmatrix} \quad (11)$$

式中:  $d$ 为微极近场动力学模型的键常数,反映了键的弯曲刚度;  $l$ 为变形前两质点之间的距离。结合近场动力学能量方程和经典连续介质理论的能量方程,推导出平面应变、平面应力和三维问题中参数  $c$ 、 $d$  的表达式:

$$\begin{cases} c = \frac{6E}{\pi\delta^3(1-2\nu)(1+\nu)}, & d = \frac{E(1-4\nu)}{6\pi\delta(1-2\nu)(1+\nu)} & \text{Plane strain} \\ c = \frac{6E}{\pi\delta^3(1-\nu)}, & d = \frac{E(1-3\nu)}{6\pi\delta(1-\nu^2)} & \text{Plane stress} \\ c = \frac{6E}{\pi\delta^3(1-2\nu)(1+\nu)}, & d = \frac{E(1-4\nu)}{4\pi\delta^2(1-2\nu)(1+\nu)} & \text{3D} \end{cases} \quad (12)$$

式中:  $\nu$  为材料的泊松比。通过坐标变换将式 (9) 转换到全局坐标系下, 可计算出广义对点力密度矢量:

$$\mathbf{F} = \mathbf{T}^{-1} \mathbf{K}' \mathbf{T} \mathbf{U} = \mathbf{K} \mathbf{U} = [f_{x_i} \ f_{y_i} \ f_{z_i} \ m_{x_i} \ m_{y_i} \ m_{z_i} \ f_{x_j} \ f_{y_j} \ f_{z_j} \ m_{x_j} \ m_{y_j} \ m_{z_j}]^T \quad (13)$$

对点力和对点力矩矢量分别为:

$$\mathbf{f}_{ij} = [f_{x_i} \ f_{y_i} \ f_{z_i}]^T, \quad \mathbf{m}_i = [m_{x_i} \ m_{y_i} \ m_{z_i}]^T \quad (14)$$

将式 (13) 代入式 (8), 即可在全局坐标系下求解近场动力学微极模型的运动方程<sup>[18]</sup>。由于弯曲刚度的加入, 微极模型键型近场动力学突破了泊松比的限制, 为材料的模拟提供了更多的可能性。

### 1.3 近场动力学塑性理论

一般而言, 键型近场动力学只有一个独立的键常数, 只能反映材料的整体变形, 无法解耦几何形状变化和体积变化。当变形键中的体积变化部分和形状变化部分不能单独计算时, 无法在计算中考虑塑性变形体积不变条件, 因此键型近场动力学不支持对金属材料塑性变形的模拟。但是, 对于点阵材料, 宏观结构上的变形由微观杆元的旋转、弯曲以及轴向伸缩决定, 忽略杆元体积变化的影响, 可以采用微极模型中的键(梁单元)描述点阵之间的杆元。在不考虑体积不变性的情况下, 定义每一个键的屈服极限, 从而描述点阵材料的塑性行为。由于塑性变形过程与加载路径密切相关, 可采用增量方式计算质点  $i$  受到  $j$  作用的对点力。

根据式 (13), 在  $t$  时刻, 梁单元上的广义力密度矢量较上一时刻的增量可以表示为:

$$\Delta \mathbf{F}^t = \mathbf{K} \Delta \mathbf{U}^t = [\Delta f_{x_i} \ \Delta f_{y_i} \ \Delta f_{z_i} \ \Delta m_{x_i} \ \Delta m_{y_i} \ \Delta m_{z_i} \ \Delta f_{x_j} \ \Delta f_{y_j} \ \Delta f_{z_j} \ \Delta m_{x_j} \ \Delta m_{y_j} \ \Delta m_{z_j}]^T \quad (15)$$

根据塑性加载准则, 在到达屈服极限之前或者处于应力卸载状态(上一时刻载荷方向与当前位移增量方向相反), 材料变形符合虎克定律, 否则将发生塑性变形, 由此计算对点力和对点力矩矢量的增量:

$$\Delta \mathbf{f}_{ij}^{(t)} = \begin{cases} [\Delta f_{x_i} \ \Delta f_{y_i} \ \Delta f_{z_i}]^T & |\mathbf{f}_{ij}^{(t-\Delta t)}| < f_Y \quad \text{or} \quad (\mathbf{f}_{ij}^{(t-\Delta t)} \cdot \mathbf{l}_{ij}^{(t-\Delta t)}) \Delta s_{ij}^{(t)} < 0 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (16)$$

$$\Delta \mathbf{m}_i^{(t)} = \begin{cases} [\Delta m_{x_i} \ \Delta m_{y_i} \ \Delta m_{z_i}]^T & |\mathbf{m}_i^{(t-\Delta t)}| < m_Y \quad \text{or} \quad (\mathbf{m}_i^{(t-\Delta t)} \cdot \mathbf{n}_i^{(t-\Delta t)}) \Delta \theta_i^{(t)} < 0 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (17)$$

式中:  $f_Y$  和  $m_Y$  分别为键对点力和对点力矩的屈服极限,  $\Delta s_{ij}^{(t)}$  为  $t$  时刻键的伸长率增量,  $\Delta \theta_i^{(t)}$  为  $t$  时刻质点  $i$  的旋转位移增量,  $\mathbf{l}_{ij}$  为由质点  $\mathbf{x}_i$  指向质点  $\mathbf{x}_j$  方向上的单位矢量,  $\mathbf{n}_i$  为质点  $\mathbf{x}_i$  旋转位移方向上的单位矢量。通过分析单轴应力状态, 结合传统连续介质理论中的应力-应变和近场动力学方程, 可以推导出:

$$f_Y = \begin{cases} 2\sigma_Y/(h_1\delta^2) & \text{1D} \\ 12\sigma_Y/(\pi h_2\delta^3) & \text{2D} \\ 6\sigma_Y/(\pi\delta^4) & \text{3D} \end{cases} \quad (18)$$

式中:  $\sigma_Y$  为材料屈服应力,  $h_2$  为二维问题中的厚度,  $h_1$  为一维问题中的厚度。

同理, 根据梁的最大正应力准则, 可以推导出:

$$m_Y = \sigma_Y \frac{\pi r^3}{4} \quad (19)$$

式中:  $r$  为梁单元的截面半径。可以按增量积分方式求解得到对点力矢量  $\mathbf{f}_{ij}^{(t)}$  与对点力矩密度矢量  $\mathbf{m}_i^{(t)}$ :

$$\mathbf{f}_{ij}^{(t)} = \mathbf{f}_{ij}^{(t-\Delta t)} + \Delta \mathbf{f}_{ij}^{(t)}, \quad \mathbf{m}_i^{(t)} = \mathbf{m}_i^{(t-\Delta t)} + \Delta \mathbf{m}_i^{(t)} \quad (20)$$

## 2 点阵材料夹芯结构的近场动力学模拟方法

### 2.1 点阵材料夹芯结构的近场动力学模型

如图 3 所示, 某钛合金舵翼为蒙皮加点阵材料的夹芯结构, 点阵材料的胞元结构形式为正菱形十二面体, 每个胞元的顶点相互连接形成类似蜂窝状的网格结构。组成单胞的杆元长度即两质点之间的距离  $l$ , 杆元半径即梁单元的截面半径  $r$ 。夹芯结构两侧蒙皮厚度为  $h$ 。舵翼结构采用选择性激光熔化技术进行制备, 原材料为 Ti6Al4V 钛合金, 其基本力学参数如表 1 所示。近场动力学模拟分析时: 首先, 将材料离散成一系列质点, 将组成胞元的杆元视为梁单元, 采用近场动力学微极模型进行描述, 杆元的质量平均分布在梁单元两端的质点; 然后, 按胞元的结构方式将梁单元端部的质点进行组合合并, 形成一个离散的胞元; 最后, 将相邻胞元的顶点进行合并, 组成完整的点阵材料结构。将夹芯结构蒙皮离散成一层均匀分布的质点, 质点直径即离散网格尺寸  $\Delta x = h$ , 近场半径  $\delta = 3\Delta x$ 。通过键将点阵结构质点与蒙皮质点进行连接, 点阵结构质点在蒙皮上的影响半径等效于近场半径  $\delta$ 。

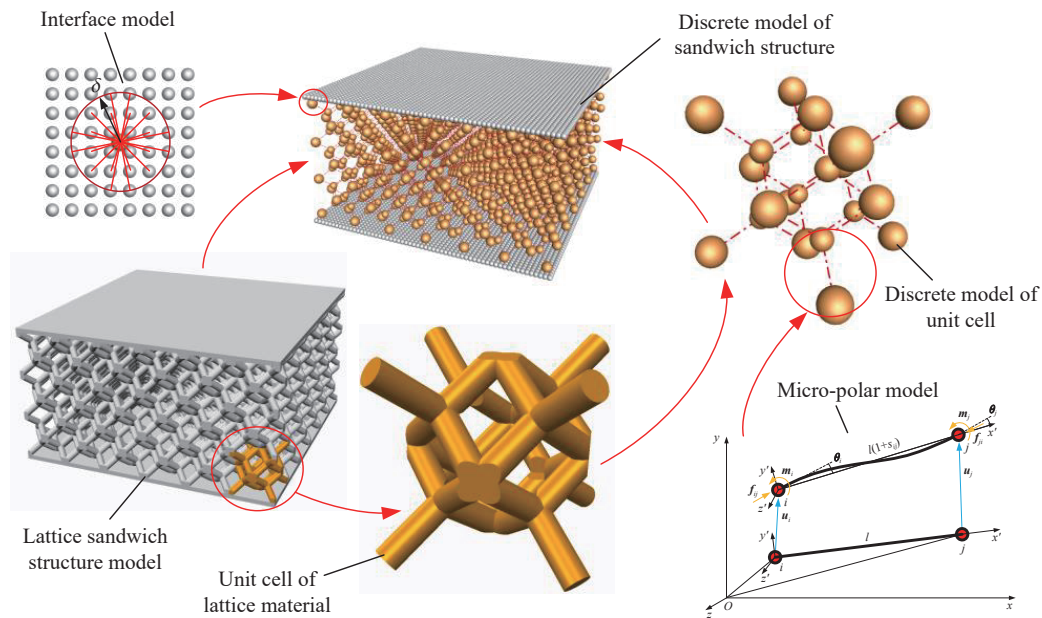


图 3 点阵材料夹芯结构的近场动力学模型构建方法

Fig. 3 Construction method of peridynamic model for lattice material sandwich structure

表 1 Ti6Al4V 的材料参数

Table 1 Material parameters of Ti6Al4V

$\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$E/\text{GPa}$	$\nu$	$\sigma_0/\text{MPa}$	$s_0$
4430	113	0.34	880	0.12

按以上离散方式, 点阵材料的质量全部分布在各个杆元之间连接的节点处, 每一个节点均形成一个具有质量的质点。需要注意的是, 点阵材料质点的密度与 Ti6Al4V 一致, 其所包含的材料空间体积由周围连接的杆元数量决定。在近场动力学微极模型中, 两端的质点分别占据了梁单元一半的体积和质量, 在杆元组合成胞元之后, 节点  $i$  处的质点体积  $V_i$  和质量  $m_i$  为:

$$V_i = \sum_{j=1}^n \frac{1}{2} l_{ij} \pi r_{ij}^2, \quad m_i = \rho V_i \quad (21)$$

式中:  $n$  为节点  $i$  连接的杆元数量,  $l_{ij}$ 、 $r_{ij}$  分别为节点  $i$ 、 $j$  之间的杆元长度和截面半径。

## 2.2 数值计算方法及程序实现

近场动力学的运动方程不涉及求解空间坐标的偏微分方程, 而是通过计算材料内部质点影响范围内的空间积分来描述材料宏观变形。将材料离散成空间中均匀分布的一系列质点, 质点坐标代表了其所在区域的体积, 于是式 (1) 可写成如下离散形式:

$$\rho(\mathbf{x}_i)\ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i, n) = \sum_{j=1}^{n_b(i)} [t_{i,j}(\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i, \mathbf{x}_j - \mathbf{x}_i, n) - t_{j,i}(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j, \mathbf{x}_i - \mathbf{x}_j, n)] V_j + \mathbf{b}(\mathbf{x}_i, n) \quad (22)$$

式中:  $\mathbf{x}_j$  在  $\mathbf{x}_i$  的影响范围内,  $n_b(i)$  为质点  $\mathbf{x}_i$  影响范围内的质点总数。

一般采用中心差分法对近场动力学方程进行时间积分, 令  $t=n\Delta t$ , 将质点加速度写成中心差分形式:

$$\ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i, n) = \frac{\mathbf{u}(\mathbf{x}_i, n+1) - 2\mathbf{u}(\mathbf{x}_i, n) + \mathbf{u}(\mathbf{x}_i, n-1)}{\Delta t^2} \quad (23)$$

按照以上方法, 采用 Fortran 语言编写数值计算程序, 点阵材料夹芯结构的近场动力学模型的算法流程如图 4 所示。

按图 4 的数值算法思路, 程序实现的一般步骤如下:

(1) 根据图 3 将夹芯结构离散成一系列点阵结构质点和蒙皮质点, 并按式 (21) 确定各质点的体积和质量, 通过键将点阵结构质点与蒙皮质点进行连接, 离散后获得质点总数  $n_p$ , 同时定义程序计算总步数  $n_t$  和时间步长  $\Delta t$ ;

(2) 初始化各质点的近场影响范围  $\delta$ , 其中点阵结构质点的影响范围  $\delta = l$ , 蒙皮质点的影响范围  $\delta = 3\Delta x$ , 点阵结构质点在蒙皮上的影响半径  $\delta = 3\Delta x$ ;

(3) 建立质点  $\mathbf{x}_i$  及其近场范围内其他质点  $\mathbf{x}_j$  之间的键, 确定各质点周围键数  $n_b(i)$ , 根据式 (12) 和材料参数计算键常数  $c, d$ ;

(4) 初始化  $n=1$  时各质点的初始位移  $\mathbf{u}(\mathbf{x}_i, 0)$ 、初始速度  $\dot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i, 0)$  和初始加速度  $\ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i, 0)$ ;

(5) 更新时间步, 进入第  $n$  时间步,  $t=(n-1)\Delta t$ ;

(6) 更新边界条件, 根据边界条件计算并更新边界质点的位移  $\mathbf{u}(\mathbf{x}_i, n)$ 、初始速度  $\dot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i, n)$  和初始加速度  $\ddot{\mathbf{u}}(\mathbf{x}_i, n)$ ;

(7) 计算质点近场范围内的数值积分, 从  $i=1$  开始;

(8) 计算质点  $i$  周围键的状态, 从  $j=1$  开始;

(9) 根据式 (3) 计算质点  $\mathbf{x}_i$  周围各键的伸长率  $s_{i,j}$ ;

(10) 根据式 (4) 判断键是否断裂, 并更新状态变量  $\mu$ ;

(11) 计算各键上的对点力  $\mathbf{f}_{i,j}$  和对点力矩  $\mathbf{m}_i$ , 即当不考虑材料塑性变形时, 根据式 (2) 计算普通键的对点力, 根据式 (14) 计算微极模型中键的对点力和对点力矩, 当考虑材料塑性变形时, 按照塑性理论, 需采用增量方式进行迭代计算(首先计算各质点的位移矢量增量  $\Delta \mathbf{U}_{i,j}^{(n)} = \mathbf{U}_{i,j}^{(n)} - \mathbf{U}_{i,j}^{(n-1)}$ , 将  $\Delta \mathbf{U}_{i,j}^{(n)}$  代入式 (15) 计算各键上的广义力密度矢量增量  $\Delta \mathbf{F}_{i,j}^{(n)}$ , 然后根据式 (16)~(17) 确定当前时间步的对点力和对点力矩增量, 最后根据式 (20) 计算各键上的对点力  $\mathbf{f}_{i,j}$  和对点力矩  $\mathbf{m}_i$ );

(12) 将质点  $\mathbf{x}_i$  周围所有键的对点力  $\mathbf{f}_{i,j}$  和对点力矩  $\mathbf{m}_i$  进行叠加, 更新质点  $\mathbf{x}_i$  所受到的近场力合力, 并根据式 (6) 更新损伤参量  $D$ ;

(13) 判断是否遍历质点  $\mathbf{x}_i$  周围的所有键, 若  $j < n_b(i)$ , 则  $j = j + 1$ , 返回到步骤 (9), 否则继续下一步骤;

(14) 更新各质点的运动状态, 根据式 (23) 计算质点加速度  $\ddot{\mathbf{u}}^{(n)}$ , 运动速度  $\dot{\mathbf{u}}^{(n)} = \dot{\mathbf{u}}^{(n-1)} + \ddot{\mathbf{u}}^{(n)}\Delta t$ , 位移  $\mathbf{u}^{(n)} = \mathbf{u}^{(n-1)} + \dot{\mathbf{u}}^{(n)}\Delta t$ ;

(15) 判断是否遍历所有质点, 若  $i < n_p$ , 则  $i = i + 1$ , 返回到步骤 (8), 否则继续下一步骤;

(16) 判断是否完成所有计算时步, 若  $n < n_t$ , 则  $n = n + 1$ , 返回到步骤 (5), 否则继续下一步骤;

(17) 计算结束, 输出结果。

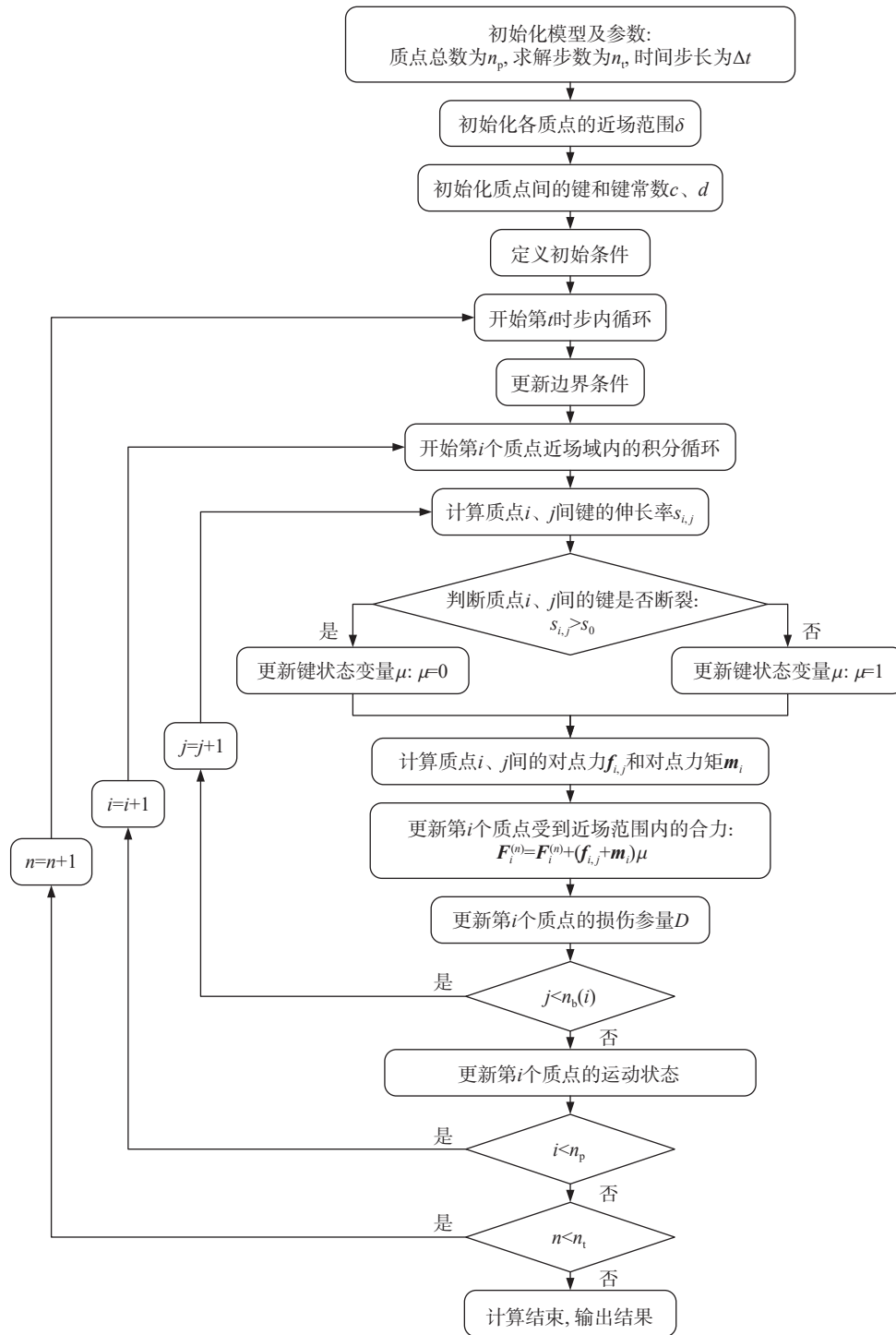


图 4 点阵材料夹芯结构近场动力学模型算法流程

Fig. 4 Algorithm flow of lattice sandwich structure modeling method based on peridynamics

### 2.3 模型验证

#### 2.3.1 单轴压缩试验

对 3D 打印的标准试件(见图 5)进行单轴压缩数值计算和试验, 试件尺寸为 30 mm × 30 mm × 16 mm, 点阵材料胞元结构形式为正菱形十二面体, 单胞尺寸为 5 mm × 5 mm × 5 mm, 组成胞体的杆元直径为 1 mm, 两侧蒙皮厚度为 0.5 mm。按 2.1 节所述方式进行离散, 蒙皮粒子直径 Δx = 0.5 mm, 近场半径



$\delta = 3\Delta x$ 。按 0.5 mm/min 的加载速率进行试验和近场动力学模拟。图 6 显示了在 10% 和 20% 的压缩率下试件变形形态的数值模拟结果。在纵向压缩过程中, 点阵材料会横向向外扩张, 并且横向位移( $u_x$ )最大的质点位于中间。统计多次试验的平均值和标准差, 试件的名义应力-应变曲线如图 7 所示。可以看出, 数值计算结果与试验结果基本一致, 尤其是到达屈服极限之前二者高度吻合, 验证了点阵材料夹芯结构近场动力学模型的准确性。

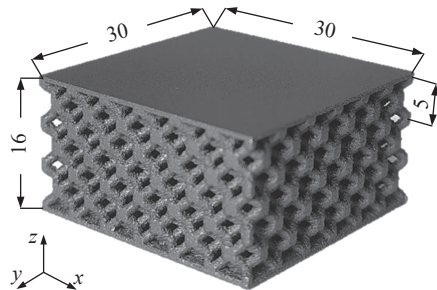


图 5 标准试件(单位: mm)

Fig. 5 Standard test specimen (unit: mm)

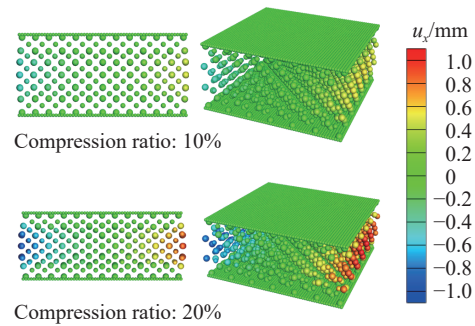


图 6 单轴压缩数值模拟结果

Fig. 6 Uniaxial compression simulation results

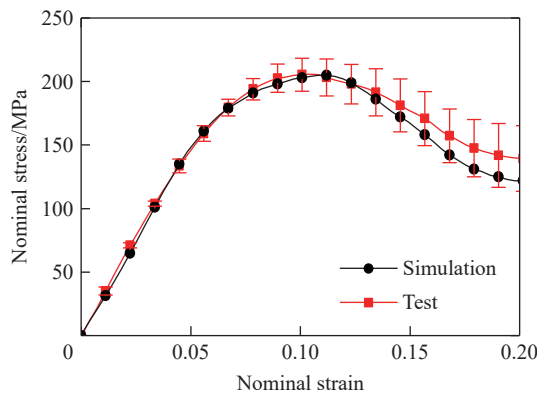


图 7 试件的名义应力-应变曲线

Fig. 7 Nominal stress-strain curve of the specimen

### 2.3.2 低速冲击试验

采用大质量落锤冲击试验系统(见图 8)开展标准试样(见图 5)的低速冲击试验, 落锤的初始高度  $h_0$  分别为 50、100、150、200 mm, 获取落锤冲击加速度峰值, 并与相同工况下的数值计算结果对比。图 9

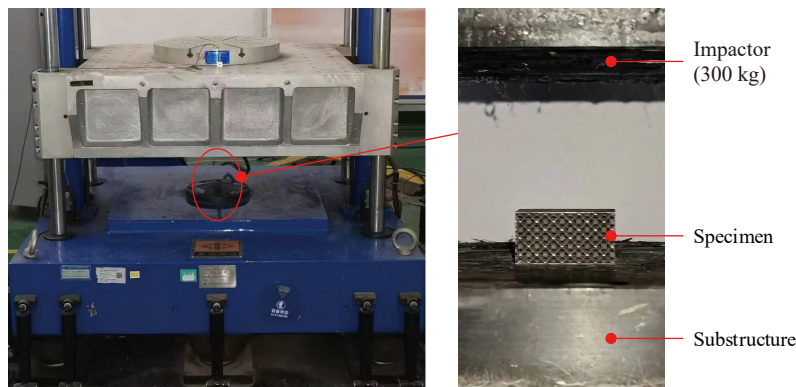


图 8 大质量落锤冲击试验系统

Fig. 8 Large mass drop hammer impact test system

和图 10 分别显示了低速冲击后标准试样的破坏形态和落锤冲击加速度峰值。数值计算结果与试验结果一致, 表明采用近场动力学方法能有效模拟点阵夹芯结构的动态破坏。

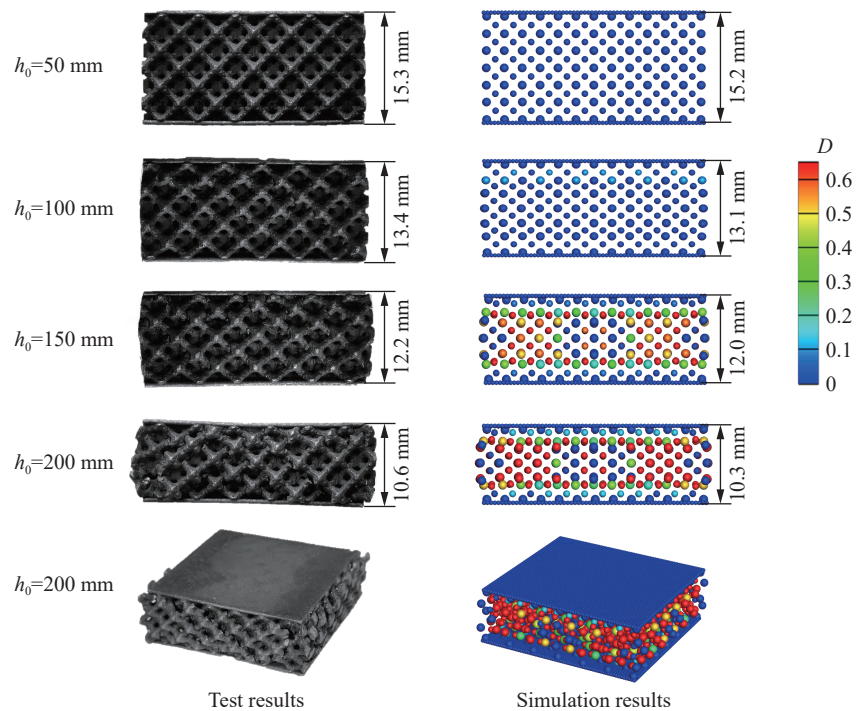


图 9 低速冲击后标准试样的破坏形态

Fig. 9 Structural failure modes of standard test specimen after low-speed impact

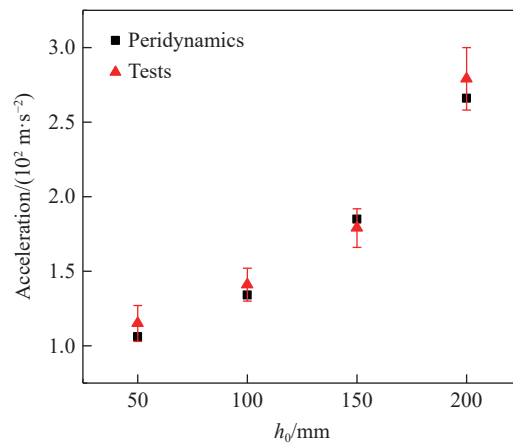


图 10 落锤冲击加速度峰值

Fig. 10 Peak impact acceleration of drop hammer

### 3 点阵材料夹芯结构冲击损伤的模拟分析

基于第 2 节中点阵材料夹芯结构的近场动力学模型, 对弹丸冲击 3D 打印钛合金点阵材料夹芯结构 (见图 11) 的过程进行模拟, 分析低速/高速冲击下点阵材料夹芯结构的损伤模式与破坏机理, 研究点阵材料夹芯结构的缓冲特性。夹芯结构尺寸为  $60 \text{ mm} \times 60 \text{ mm} \times 16 \text{ mm}$ , 点阵材料胞元结构形式为正菱形十二面体, 单胞尺寸为  $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ , 组成胞体的杆元直径为  $1 \text{ mm}$ , 两侧蒙皮厚度为  $0.5 \text{ mm}$ 。直径为  $10 \text{ mm}$  的球形刚性弹丸位于夹芯结构上方  $6 \text{ mm}$  处, 弹丸密度为  $7850 \text{ kg/m}^3$ , 弹丸初始速度  $v_0$  分别为  $0.01$ 、 $0.02$ 、 $0.05$ 、 $0.10$ 、 $0.50$ 、 $1.00$ 、 $1.50$ 、 $2.00 \text{ km/s}$ 。

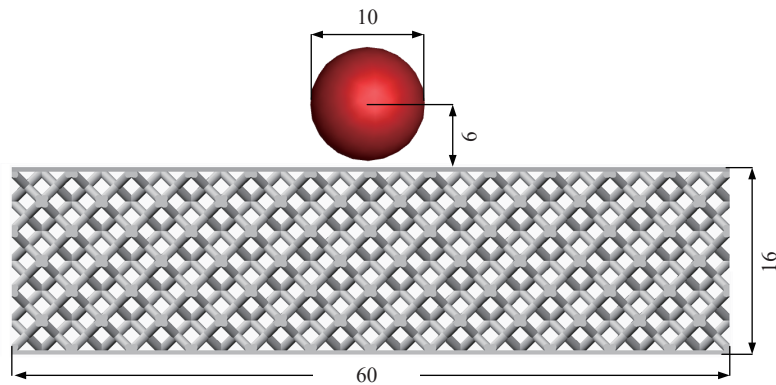


图 11 弹丸冲击点阵材料夹芯结构模型示意图(单位: mm)

Fig. 11 Schematic diagram of a projectile impacting on the lattice material sandwich structure model (unit: mm)

### 3.1 低速和高速冲击下点阵材料夹芯结构的破坏模式

在弹丸高速冲击和低速冲击下,金属材料表现出不同的破坏模式。一般来说,高速冲击下金属材料的破坏模式主要是高应变率引起的动态变形,并伴随剧烈的能量释放和材料断裂,而低速冲击下金属材料的破坏模式以弹塑性变形为主。点阵材料夹芯结构的结构特殊性势必对其破坏模式产生一定影响。图 12 显示了弹丸冲击作用下点阵材料夹芯结构的破坏形态和损伤云图。可以看出,弹丸的初始速度低于 0.05 km/s 时,夹芯结构未产生明显损伤,但上层蒙皮在冲击作用下产生了局部凹陷进而挤压内部点阵材料,并且凹陷深度随冲击速度增大而加深;当弹丸的初始速度达到 0.10 km/s 时,上层蒙皮凹陷进一步加深,引起内部点阵材料产生局部断裂;当弹丸的初始速度达到 0.50 km/s 时,上层蒙皮被击穿,弹丸侵入点阵材料内部,弹丸周围的材料形成较严重的断裂区,内部点阵结构被击溃并挤压底部蒙皮使其产生明显下凸变形,同时,由于各层变形不协调,夹芯结构整体表现出弯曲、扭转的形态;当弹丸的初始速度达到 1.00 km/s 时,弹丸穿透内部点阵结构,开始侵彻底部蒙皮,使其产生拉伸破坏;当弹丸的初始速度升到 1.50 km/s 时,整个点阵材料夹芯结构被击穿,弹丸贯通路径周围形成断裂损伤区域,底部蒙皮孔洞边缘的拉伸失效呈现炸裂状的花瓣形<sup>[19-20]</sup>,喷射出大量碎片;随着弹丸初始速度进一步升高,侵彻穿透形成的孔洞也随之增大,并喷射出更多碎片。

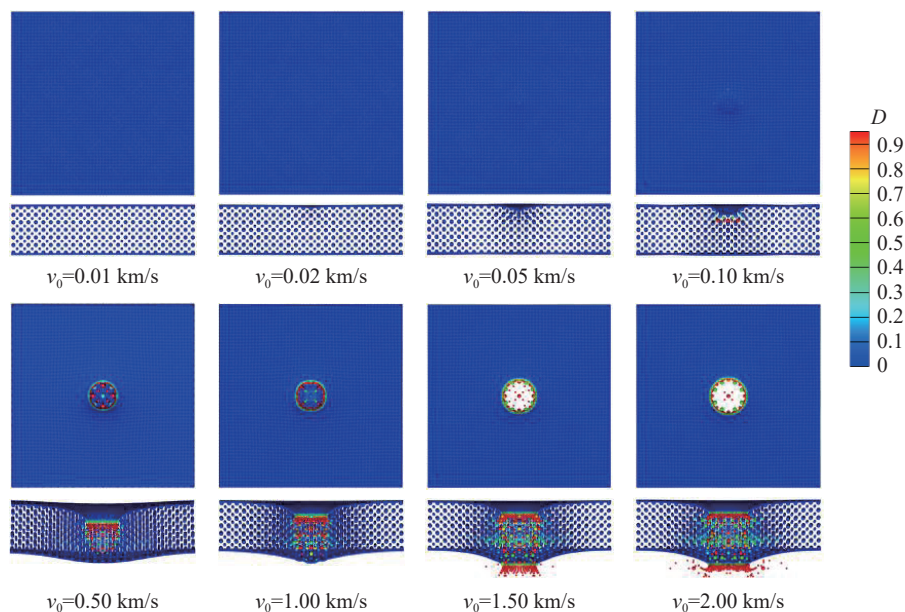


图 12 弹丸冲击作用下点阵材料夹芯结构的破坏形态和损伤云图

Fig. 12 Failure modes and damage of lattice material sandwich structure under projectile impact

定义弹丸初始速度低于 0.10 km/s 的冲击为低速冲击, 0.10 km/s 以上为高速冲击。图 13 显示了冲击作用后点阵材料夹芯结构的等效塑性应变( $\varepsilon_{eq}$ )云图, 可以看出, 低速冲击作用下, 点阵材料夹芯结构形成以碰撞位置为中心的局部塑性变形, 塑性变形范围以及深度随着冲击速度的升高而增大。在高速冲击作用下, 塑性变形区域分布在弹丸侵彻贯通路径周围, 随着冲击速度升高, 塑性变形范围有一定程度的减小, 这是因为受到点阵之间孔隙的影响, 点阵材料内部应力-应变需经历随着孔洞压实而逐步积累的过程。随着冲击速度升高, 一方面, 弹丸穿透过程中的冲击载荷作用时间变短, 外围材料在达到塑性屈服极限之前便迅速弹性回复; 另一方面, 材料的应变率显著升高, 弹丸周围的材料在极短时间内产生大量裂纹, 阻碍了冲击能量向材料深处传递, 进一步限制了塑性变形范围的扩展。

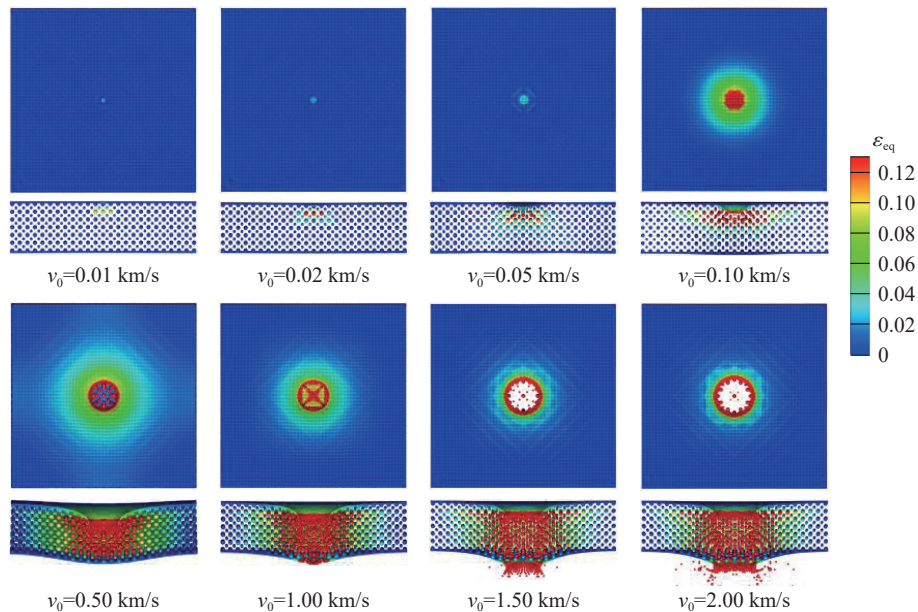


图 13 弹丸冲击后点阵材料夹芯结构的等效塑性应变云图

Fig. 13 Equivalent plastic strain distribution of lattice material sandwich structure after projectile impact

综上所述, 在弹丸高速冲击下, 3D 打印点阵夹芯结构的破坏表现为溃裂、孔洞贯穿和碎片喷射, 并伴随着大范围的塑性变形。低速冲击下, 3D 打印点阵夹芯结构的破坏模式以局部塑性变形为主, 在应变达到一定程度后, 冲击位置附近的点阵结构发生小范围断裂。值得注意的是, 在高速和低速冲击下, 3D 打印点阵夹芯结构的塑性屈服范围表现出不同的规律, 与点阵结构特点和冲击过程中材料的裂纹扩展有关。在工程中, 如何减小抗低速冲击过程中的塑性变形范围以及抗高速冲击过程中的结构破坏程度, 是 3D 打印点阵材料夹心结构抗冲击性能设计的关键。

### 3.2 高速冲击下的弹丸侵彻过程

弹丸高速冲击贯穿点阵材料夹芯结构是一个复杂的动态过程, 包含材料变形、塑性屈服、断裂等多种破坏模式。图 14 显示了冲击速度为 2.00 km/s 的弹丸贯穿过程, 在高速冲击下, 点阵材料夹芯结构的破坏过程一般会经历 4 个阶段: 面板接触阶段, 弹丸高速冲击夹芯结构表面, 产生巨大的冲击载荷, 导致夹芯结构表面形成局部高应力区; 局部屈服阶段, 在冲击载荷作用下, 夹芯结构表面发生局部塑性变形形成凹陷区域, 同时, 由于夹芯结构内部点阵材料被局部压缩, 应力分布不均, 导致点阵结构产生局部破坏; 芯材压溃阶段, 随着冲击载荷的继续作用, 弹丸穿透上部蒙皮进入夹层内部, 内部点阵结构被压溃, 能量逐渐向点阵结构内部扩散, 引起内部区域的破坏; 穿透阶段, 当能量扩散到一定程度, 内部点阵结构完全破坏, 弹丸进一步侵彻下层蒙皮, 最终形成贯通的穿孔, 蒙皮及点阵材料破坏形成的碎片随弹丸一同从孔内飞出。

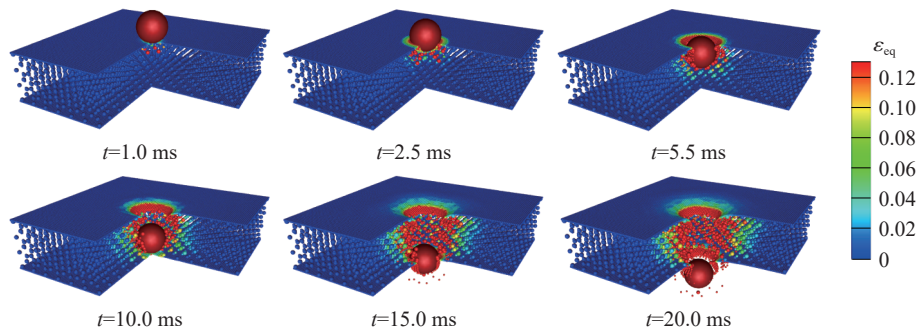


图 14 弹丸贯穿过程

Fig. 14 Penetration process of projectile perforation

### 3.3 点阵材料夹芯结构的缓冲特性

冲击过程中弹丸的速度和加速度变化反映了动能传递规律和点阵材料夹芯结构的缓冲特性。图 15 和图 16 分别显示了高速冲击过程中弹丸的速度( $v$ )和加速度( $a$ )变化。从图 15 可以看到,弹丸初始速度在 1.00 km/s 以上时,冲击过程中弹丸速度曲线呈现明显的急-缓-急 3 段衰减过程,并最终趋于稳定。相应的加速度曲线(见图 16)呈现出 2 个高峰,2 个峰值之间的加速度较平缓。结合弹丸贯穿过程分析可知:弹丸与夹芯结构接触初期,上层蒙皮具有较强的刚度,弹丸在弹性碰撞下急剧减速,产生第 1 个加速度峰值;随着上层蒙皮在冲击载荷下发生塑性屈服,弹丸加速度开始急剧衰减;当弹丸穿透蒙皮进入点阵材料内部,由于点阵结构的刚性较蒙皮大幅降低,并且材料塑性屈服进一步发展,弹丸速度进入平缓降低阶段;当内部点阵结构完全压溃,弹丸抵达下层蒙皮时,接触刚度急剧增强,弹丸再次急剧减速,产生第 2 个加速度峰值,但此时弹丸经历了前 2 个阶段的减速之后,动能已大幅衰减,因此第 2 个加速度峰值低于第 1 个峰值,并且在第 1 个峰值的 50% 以下;弹丸穿透下层蒙皮后,保持剩余动能匀速运动。以上数值计算结果与文献 [9] 中的研究结果具有相似的特征,进一步验证了模型的准确性。

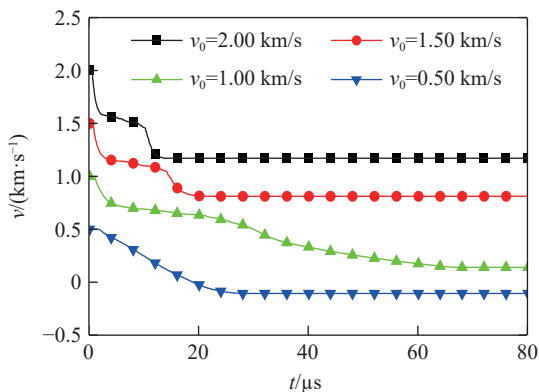


图 15 高速冲击过程中弹丸的速度曲线

Fig. 15 Velocity curves of projectile during high-speed impact process

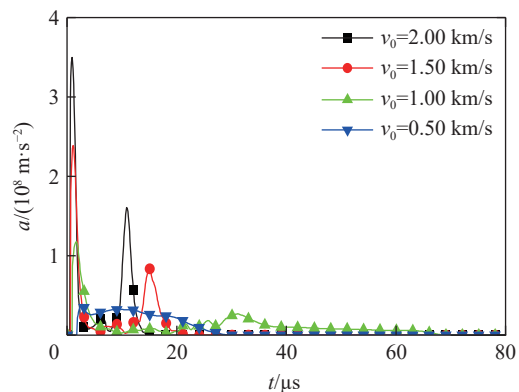


图 16 高速冲击过程中弹丸的加速度曲线

Fig. 16 Acceleration curves of projectile during high-speed impact process

低速冲击下的弹丸速度和加速度变化过程与高速冲击存在明显差异,从图 17~18 可以看出,低速冲击过程中弹丸仅有一次减速过程,加速度峰值随冲击速度升高而升高。此外,从图 17 可以看到,低速冲击过程中弹丸经历减速之后发生了反弹,速度方向发生反转。这是由于冲击过程中弹丸动能并未完全被耗散,点阵材料夹芯结构内部积蓄了一定的弹性应变能,随着弹丸速度衰减,弹性应变能释放,于是弹丸被反弹。但此时弹丸的动能已大幅衰减,反向运动速度较低,低于初始速度的 30%。

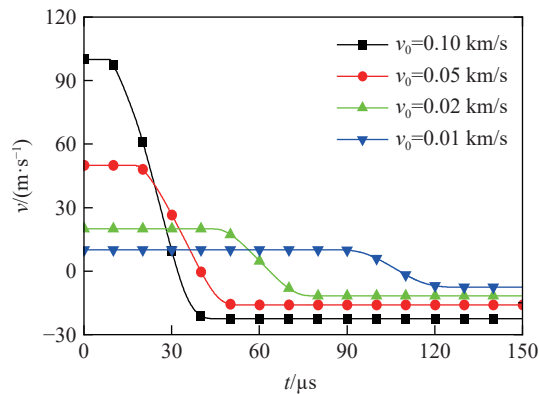


图 17 低速冲击过程中弹丸的速度时程曲线

Fig. 17 Velocity curves of projectile during low-speed impact process

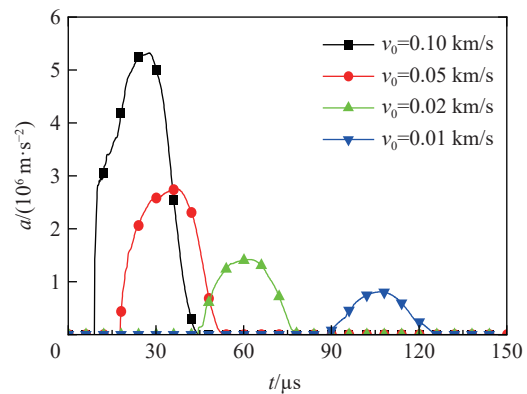


图 18 低速冲击过程中弹丸的加速度时程曲线

Fig. 18 Acceleration curves of projectile during low-speed impact process

## 4 结 论

在近场动力学微极模型中引入塑性键, 构建了适用于点阵材料的模型和建模方法。在验证模型准确性的基础上, 模拟分析了弹丸冲击作用下点阵材料夹芯结构的损伤模式与破坏机理, 得出以下结论:

(1) 提出了适用于点阵夹芯结构的近场动力学模型, 该模型同时考虑了点阵材料杆元的轴向拉压和横向弯矩, 能准确模拟点阵材料在冲击载荷下的溃裂过程;

(2) 低速冲击下, 3D 打印点阵夹芯结构的破坏模式以局部塑性变形为主, 在应变达到一定程度后, 冲击位置附近的点阵结构发生小范围断裂, 而高速冲击下, 破坏模式表现为溃裂、孔洞贯穿和碎片喷射, 并伴随大范围的塑性变形;

(3) 低速冲击下, 塑性变形范围随冲击速度升高而增大, 而高速冲击下则相反;

(4) 高速冲击下, 点阵材料夹芯结构的贯穿过程会经历面板接触、局部屈服、芯材压溃和穿透 4 个阶段, 弹丸经历急-缓-急 3 段减速过程, 并对应 2 个加速度高峰, 第 2 个加速度峰值低于第 1 个峰值的 50%;

(5) 低速冲击过程中弹丸仅有一次减速过程, 加速度峰值随冲击速度升高而升高, 最终弹丸反弹。

## 参考文献:

- [1] 陶斯嘉, 王小锋, 曾婧, 等. 点阵材料及其 3D 打印 [J]. *中国有色金属学报*, 2022, 32(2): 416–444. DOI: 10.11817/j.ysxb.1004.0609.2021-42260.  
TAO S J, WANG X F, ZENG J, et al. Lattice materials and its fabrication by 3D printing: a review [J]. *The Chinese Journal of Nonferrous Metals*, 2022, 32(2): 416–444. DOI: 10.11817/j.ysxb.1004.0609.2021-42260.
- [2] 杨鑫, 马文君, 王岩, 等. 增材制造金属点阵多孔材料研究进展 [J]. *材料导报*, 2021, 35(7): 7114–7120. DOI: 10.11896/cldb.19110208.  
YANG X, MA W J, WANG Y, et al. Research progress of metal lattice porous materials for additive manufacturing [J]. *Materials Reports*, 2021, 35(7): 7114–7120. DOI: 10.11896/cldb.19110208.
- [3] 冀宾, 韩涵, 宋林郁, 等. 面内压缩超轻质点阵夹芯板的优化、试验与仿真 [J]. *复合材料学报*, 2019, 36(4): 1045–1051. DOI: 10.13801/j.cnki.fhclxb.20180530.002.  
JI B, HAN H, SONG L Y, et al. Optimization, experiment and simulation of lightweight lattice sandwich plates under in-plane compression load [J]. *Acta Materiae Compositae Sinica*, 2019, 36(4): 1045–1051. DOI: 10.13801/j.cnki.fhclxb.20180530.002.
- [4] 樊永霞, 王建, 张学哲, 等. SEBM 成形片状极小曲面点阵材料的力学性能 [J]. *金属学报*, 2021, 57(7): 871–879. DOI: 10.11900/0412.1961.2020.00291.  
FAN Y X, WANG J, ZHANG X Z, et al. Mechanical property of shell minimal surface lattice material printed by SEBM [J]. *Acta Metallurgica Sinica*, 2021, 57(7): 871–879. DOI: 10.11900/0412.1961.2020.00291.
- [5] 余同希, 朱凌, 许骏. 结构冲击动力学进展 (2010–2020) [J]. *爆炸与冲击*, 2021, 41(12): 121401. DOI: 10.11883/bzycj-2021-0113.

- YU T X, ZHU L, XU J. Progress in structural impact dynamics during 2010–2020 [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2021, 41(12): 121401. DOI: 10.11883/bzycj-2021-0113.
- [6] 程树良, 吴灵杰, 孙帅, 等. X型点阵夹芯结构受局部冲击时动态力学性能试验与数值模拟 [J]. *复合材料学报*, 2022, 39(7): 3641–3651. DOI: 10.13801/j.cnki.fhclxb.20210903.005.
- CHENG S L, WU L J, SUN S, et al. Experiment and numerical simulation of dynamic mechanical properties of X-lattice sandwich structure under local impact [J]. *Acta Materiae Compositae Sinica*, 2022, 39(7): 3641–3651. DOI: 10.13801/j.cnki.fhclxb.20210903.005.
- [7] 时圣波, 王韧之, 唐佳宾, 等. 复合点阵结构强爆炸冲击载荷下的损伤机理与动态响应特性 [J]. *爆炸与冲击*, 2023, 43(6): 062201. DOI: 10.11883/bzycj-2022-0430.
- SHI S B, WANG R Z, TANG J B, et al. Failure mechanism and dynamic response of a composite lattice structure under intense explosion loadings [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2023, 43(6): 062201. DOI: 10.11883/bzycj-2022-0430.
- [8] 张振华, 钱海峰, 王媛欣, 等. 球头落锤冲击下金字塔点阵夹芯板结构的动态响应实验 [J]. *爆炸与冲击*, 2015, 35(6): 888–894. DOI: 10.11883/1001-1455(2015)06-0888-07.
- ZHANG Z H, QIAN H F, WANG Y X, et al. Experiment of dynamic response of multilayered pyramidal lattices during ball hammer collision loading [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2015, 35(6): 888–894. DOI: 10.11883/1001-1455(2015)06-0888-07.
- [9] CUI T N, ZHANG J H, LI K K, et al. Ballistic limit of sandwich plates with a metal foam core [J]. *Journal of Applied Mechanics*, 2022, 89(2): 021006. DOI: 10.1115/1.4052835.
- [10] KHODAEI M, HAGHIGHI-YAZDI M, SAFARABADI M. Numerical modeling of high velocity impact in sandwich panels with honeycomb core and composite skin including composite progressive damage model [J]. *Journal of Sandwich Structures & Materials*, 2020, 22(8): 2768–2795. DOI: 10.1177/1099636218817894.
- [11] KHAIRE N, TIWARI G, IQBAL M A. Energy absorption characteristic of sandwich shell structure against conical and hemispherical nose projectile [J]. *Composite Structures*, 2021, 258: 113396. DOI: 10.1016/j.compstruct.2020.113396.
- [12] 杨德庆, 吴秉鸿, 张相闻. 星型负泊松比超材料防护结构抗爆炸冲击性能研究 [J]. *爆炸与冲击*, 2019, 39(6): 065102. DOI: 10.11883/bzycj-2018-0060.
- YANG D Q, WU B H, ZHANG X W. Anti-explosion and shock resistance performance of sandwich defensive structure with star-shaped auxetic material core [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2019, 39(6): 065102. DOI: 10.11883/bzycj-2018-0060.
- [13] SILLING S A. Reformulation of elasticity theory for discontinuities and long-range forces [J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2000, 48(1): 175–209. DOI: 10.1016/S0022-5096(99)00029-0.
- [14] SILLING S A, EPTON M, WECKNER O, et al. Peridynamic states and constitutive modeling [J]. *Journal of Elasticity*, 2007, 88(2): 151–184. DOI: 10.1007/s10659-007-9125-1.
- [15] SILLING S A, ASKARI E. A meshfree method based on the peridynamic model of solid mechanics [J]. *Computers & Structures*, 2005, 83(17/18): 1526–1535. DOI: 10.1016/j.compstruc.2004.11.026.
- [16] 杨娜娜, 赵天佑, 陈志鹏, 等. 破片冲击作用下舰船复合材料结构损伤的近场动力学模拟 [J]. *爆炸与冲击*, 2020, 40(2): 023302. DOI: 10.11883/bzycj-2019-0019.
- YANG N N, ZHAO T Y, CHEN Z P, et al. Peridynamic simulation of damage of ship composite structure under fragments impact [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2020, 40(2): 023302. DOI: 10.11883/bzycj-2019-0019.
- [17] 陈洋, 汤杰, 易果, 等. 泡沫铝夹层结构抗冲击性能的近场动力学模拟分析 [J]. *爆炸与冲击*, 2023, 43(3): 034202. DOI: 10.11883/bzycj-2022-0110.
- CHEN Y, TANG J, YI G, et al. Simulation analysis on impact resistance of aluminum foam sandwich structures using peridynamics [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2023, 43(3): 034202. DOI: 10.11883/bzycj-2022-0110.
- [18] GERSTLE W, SAU N, SILLING S. Peridynamic modeling of concrete structures [J]. *Nuclear Engineering and Design*, 2007, 237(12/13): 1250–1258. DOI: 10.1016/j.nucengdes.2006.10.002.
- [19] RAHIMIJONOUH A, BAYAT M. Experimental and numerical studies on the ballistic impact response of titanium sandwich panels with different facesheets thickness ratios [J]. *Thin-Walled Structures*, 2020, 157: 107079. DOI: 10.1016/j.tws.2020.107079.107079.
- [20] 郭亚周, 刘小川, 何思渊, 等. 不同弹形撞击下泡沫铝夹芯结构动力学性能研究 [J]. *兵工学报*, 2019, 40(10): 2032–2041. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2019.10.008.
- GUO Y Z, LIU X C, HE S Y, et al. Research on dynamic properties of aluminum foam sandwich structure impacted by projectiles with different shapes [J]. *Acta Armamentarii*, 2019, 40(10): 2032–2041. DOI: 10.3969/j.issn.1000-1093.2019.10.008.

(责任编辑 王小飞)