泡沫铝动态力学性能的物质点法研究

（申请清华大学工学博士学位论文）

培 养 单 位 ： 航天航空学院
学　　科 ： 力学
研 究 生 ： 宫 伟 伟
指 导 教 师 ： 张 雄 教 授

二〇一二年五月

Numerical Study of Dynamical Behaviors of Aluminum Foam Using Material Point Method

Dissertation Submitted to

Tsinghua University

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Philosophy

in

Mechanics

by

Gong Weiwei

Dissertation Supervisor：Professor Zhang Xiong

April, 2012

关于学位论文使用授权的说明

本人完全了解清华大学有关保留、使用学位论文的规定，即：

清华大学拥有在著作权法规定范围内学位论文的使用权，其中包括：（1）已获学位的研究生必须按学校规定提交学位论文，学校可以采用影印、缩印或其他复制手段保存研究生上交的学位论文；（2）为教学和科研目的，学校可以将公开的学位论文作为资料在图书馆、资料室等场所供校内师生阅读，或在校园网上供校内师生浏览部分内容；（3）根据《中华人民共和国学位条例暂行实施办法》，向国家图书馆报送可以公开的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

（保密的论文在解密后应遵守此规定）

作者签名：_____　　导师签名：_____

日　　期：_____　　日　　期：_____

摘 要

近年来，随着航天技术的不断发展，空间碎片日益增多，对航天器的安全运行造成了很大的威胁。空间碎片运行的速度很高，在千米每秒的量级，数值模拟成为了这种极端问题的经济有效的研究手段。本文采用物质点法研究防护材料泡沫铝的动态力学行为，给出了一种研究具有复杂形状材料的动态力学行为的思路和手段。

某些情况泡沫铝可以看作均匀的实体材料，但此时需要选择合适的本构模型来很好地描述泡沫铝的力学行为。Deshpande-Fleck泡沫模型以其形式简单，依赖实验给出的参数较少，而且方便在模型中考虑相对密度对力学性能的影响，以及容易引入失效模型等优势得到了广泛的应用。本文将Deshpande-Fleck泡沫模型和体积应变失效模式引入到物质点法中，推导了完整的应力更新迭代公式并通过了Taylor杆实验验证，实现了对泡沫铝材料动态压缩性能的三维仿真模拟。通过与实验对比，表明物质点法在模拟此类问题时比有限元法更具有优势。

欧空局指出泡沫铝是非常好的航天器防护材料之一，将其应用于Whipple防护结构可以设计出更为有效的抗撞击防护方案。在超高速撞击中，碎片撞击到泡沫铝孔壁时引起的材料失效破碎等现象都是在微尺度上进行的，此时需要考虑泡沫铝的微观结构。本文提出了基于Micro-CT扫描图片来重构三维真实泡沫铝微观物质点模型的方法，采用物质点法模拟了两种含有泡沫铝的Whipple防护结构，通过与实验验证，表明物质点法及生成的微观模型能够很好地再现实验，给出合理的结论。并对两种防护结构适用的防护情况进行了分析比较。

作为吸能材料，泡沫铝平台应力段的高低及长短决定了它的吸能能力，相对密度是表征泡沫铝性能的重要参数，基体材料的性质也会影响其力学性能。本文基于泡沫铝微观模型，采用物质点法和动态hopkinson杆实验分析了应变率和相对密度对泡沫铝平台应力的影响。

为扩展物质点法的适用范围，在物质点法程序中引入了损伤模型，该模型能够很好地模拟金属材料发生失效破坏时的力学行为。其中本构模型的推导适用于在物质点法中添加一般的基于Mises准则的非线性本构模型的应力更新迭代方法，为进一步添加各种模型给出了参考。

关键词：超高速撞击； 物质点法； 泡沫铝； 微观模型； 动态响应

Abstract

Recently, with the rapid development of aerospace technology, the number of space debrises keeps growing, which is a great threat for the safety of the spacecrafts. The velocity of space debris is in the order of 10^3m/s. Numerical simulation is an efficient research tool to investigate this kind of high-velocity impact problems. In this paper, we study the dynamical properties of aluminum foam, which is an important protective material for the spacecraft, using material point method (MPM). This work is of certain reference value for the investigation of dynamical behaviors of materials with complex shapes and microstructures.

In some cases, the aluminum foam can be approximately consider as the solid bulk material, but the suitable constitutive model should be used instead. Deshpande Fleck foam model is a widely used constitutive model with simple form, failure models and few empirical parameters. The influences of relative density to the dynamical properties can also be easily modified in this model. The Deshpande Fleck foam model is used in this paper considering material failure of volume strain. A complete formula of improved stress iteration has been developed and verified by the experimental data of Taylor bar test. 3D simulation of aluminum foam compression process has been performed for estimating the dynamical properties. The simulation results agree well with the experimental data, and the advantages of MPM over finite element method (FEM) have been addressed.

The European Space Agency (ESA) pointed out that the aluminum foam is an excellent material for protection of spacecrafts. Using aluminum foam, some more efficient Whipple protection structures can be designed. During the hypervelocity impact with debris, the material failure occurs at the microscales inside the aluminum foam, thus the microstructures should be considered. In this paper, the real microstructure model of aluminum foam is reconstructed based on the micro-CT scanned images. Two kinds of Whipple protection structures have been investigated using MPM simulation. The numerical results agree well with the experimental results.

Furthermore, the application fields of these two kinds of structures are compared and analyzed. In the energy-absorption materials, the length and height of platform stress decide their performances. Relative density and base material are all important in deciding

the form properties. Based on the microstructure model of aluminum foam, we studied the influences of strain rate and relative density using MPM simulation and Hopkinson bar experiment. A quantitative relation between platform stress, strain rate and relative density has been developed. A dynamic damage model has been added in the MPM to extend its application field, describing the dynamical behaviors of metals when failure occurs.

Key words: hypervelocity impact; material point method; aluminum foam; microstructure model; dynamic response

目 录

第 1 章 引言 1
1.1 研究背景、意义和方法 1
1.2 超高速撞击问题数值模拟概述 2
1.2.1 拉格朗日方法、欧拉方法和混合方法简介 2
1.2.2 无网格法 3
1.3 Whipple防护结构研究进展 6
1.4 泡沫金属材料概述 9
1.4.1 泡沫金属制备方法 9
1.4.2 泡沫金属力学性质 10
1.4.3 泡沫金属微结构几何模型 14
1.4.4 泡沫金属动态Hopkinson杆实验技术 15
1.4.5 泡沫金属的应用 16
1.5 本文主要工作 17
第 2 章 物质点法的基本理论 19
2.1 控制方程及离散 19
2.1.1 控制方程 19
2.1.2 方程离散 20
2.2 时间步长的确定及物质点法的求解格式 21
2.2.1 时间步长的确定 21
2.2.2 物质点法的求解格式 21
2.3 冲击波的基本理论与人工体积粘性 23
2.4 本构模型及应力更新算法 25
2.4.1 弹塑性模型 25
2.4.2 应力更新算法 27
2.4.3 连续损伤模型 31
2.5 本章小结 32
第 3 章 泡沫铝材料动态压缩性能的物质点法数值模拟研究 33
3.1 引言 33
3.2 模型介绍 33
3.3 应力更新 38
3.4 Taylor杆实验验证 41
3.5 泡沫铝动态压缩实验 43

3.5.1 试验一 44
3.5.2 实验二 47
3.6 本章小结 51
第 4 章 泡沫铝在超高速撞击结构中的防护作用的物质点法研究 52
4.1 引言 52
4.2 泡沫铝微观建模 52
4.3 泡沫铝基体材料模型 55
4.4 泡沫铝Whipple防护结构数值模拟 56
4.4.1 填充式Whipple防护结构 56
4.4.2 夹层式Whipple防护结构 61
4.5 本章小结 64
第 5 章 闭孔泡沫铝相对密度与应变率效应的物质点法研究 65
5.1 引言 65
5.2 混合硬化模型 65
5.2.1 混合硬化模型描述 65
5.2.2 混合硬化模型验证 67
5.3 不同相对密度的泡沫铝面内动态单轴压缩实验的物质点法模拟 67
5.3.1 相对密度为40%的泡沫铝 68
5.3.2 相对密度为30%的泡沫铝 71
5.3.3 相对密度为20%的泡沫铝 75
5.3.4 相对密度为10%的泡沫铝 77
5.4 研究泡沫铝动态平台应力与应变率和相对密度的关系 78
5.5 泡沫铝的动态Hopkinson杆试验 79
5.6 本章小结 83
第 6 章 结论 84
参考文献 86
致谢 95
声明 96
个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果 97

主要符号对照表

MPM	物质点法 (Material Point Method)
SPH	光滑质点流体动力学方法 (Smoothed Particle Hydrodynamics)
ρ	密度
K	体积模量
G	剪切模量
E	弹性模量
ν	泊松比
σ_{ij}	柯西应力张量
s_{ij}	偏应力张量
ε_{ij}	柯西应变张量
p	压力
V	质点体积
C_0	声速
u_s	冲击波波速
u_p	质点速度
D_{ij}	变形率张量
ω_{ij}	旋率张量
γ	$= C_p/C_v$ 绝热指数（也称等熵指数或比热比）

第 1 章 引言

1.1 研究背景、意义和方法

近几十年，各国航天事业的不断发展，大量航天器和人造卫星被发射到太空中。火箭爆炸产生的碎片、航天器碰撞产生的碎片、失效的载荷等等被留在太空中，称为空间碎片。目前尺寸大于10厘米的碎片多达16000余枚，还有大量的无法观测到的碎片滞留在太空中，太空环境日益恶劣。空间碎片的速度高达几千米每秒，动能非常大，即使像药片大小的碎片，也能致使卫星变成残骸，导致宇航员失去生命。1996年法国Ariane火箭残骸与卫星CERISE相撞，导致卫星失去控制，2005年美国Thor-Burner2A 火箭碎片与中国CZ-4火箭碎片相撞。一些无法监测到的空间碎片危害航天器的事件更多，撞击事故频繁发生。目前如何防御空间碎片的危害已经成为国际上共同关注的焦点。

对于尺寸大的碎片，会直接打穿和击毁航天器，一般通过雷达、探测器等进行监测预警，主动采取卫星变轨的方式去躲避碎片的撞击。对于尺寸稍小的碎片，属于缓慢破坏，会造成航天器结构的磨损，改变其表面热辐射性能，一般采用增加防护结构的方式来抵御空间碎片撞击带来的危害。美国、俄罗斯、欧空局、日本相继建立了空间碎片超高速撞击试验基地，开展了大量空间碎片防护和验证研究。目前开发新型防护材料及研究性能良好的防护结构得到了国际上的关注。随着我国航天事业尤其是载人航天事业的快速发展，空间碎片防护工作迫切需要[1–3]。前不久发射的“天宫一号”，我国采取了监测预警，飞行器自带防护结构和规避方案，并在飞行器寿命末期，采取主动离轨等措施。目前关于空间碎片监测防护、采集数据库等方面我国已经有了初步的标准体系[4–8]。为了减小防护质量，增加防护性能，需要开发新型的防护材料和结构。

超高速撞击问题的主要研究方法有理论、实验和数值模拟。其中理论是基础，但对于一些结构复杂的问题，往往难以给出解析解；实验是掌握物理现象，认识规律的基本和直观的方法，但对于超高速撞击问题，材料发生破坏不能重复使用，需要昂贵的费用，且具有危险性。随着计算机技术的日益发展，数值模拟越来越得到重视。近几年，伴随着超级计算机的出现[9]，数值方法的快速发展等，也加速了数值模拟的发展，针对很多复杂问题数值模拟也能给出合理的求解。此外由于成本很低，可以重复计算，方便观察过程中的每个时刻，不受实验条件和设备制约等优势，数值模拟已经成为非常重要的科研手段之一。

1.2 超高速撞击问题数值模拟概述

超高速撞击问题中载荷在较短时间内迅速变化，作用于物体局部时会产生在物体内传播的应力波，此时应该通过应力波来研究载荷的动态响应。一般来讲，超高速撞击实验中应变率一般在$10^2 \sim 10^4 s^{-1}$范围内，有的甚至更高。这种情况下，往往涉及到材料与结构的大变形、损伤和破碎、相变、热传导等现象，对数值模拟提出了挑战。

1.2.1 拉格朗日方法、欧拉方法和混合方法简介

根据网格选用的不同，数值模拟一般分为拉格朗日方法和欧拉方法。

拉格朗日方法中，背景网格与物体固定，当物体发生变形时，背景网格跟着一起变形，优点是控制方程没有对流项，形式简单，小变形时计算效率相对较高，而且方便跟踪物体的变形和运动，易于物体界面的跟踪和识别，对于本构关系与历史相关的模型，也能方便的处理和跟踪。但也是由于物体和背景网格一起运动的特点，导致在发生大变形，甚至材料破坏失效等现象中，拉格朗日方法会出现网格畸变问题。在显示时间积分中，时间步长由最小单元长度确定。若变形较大，单元尺寸越来越小，时间步长趋于零，最终引起数值发散而无法求解。为解决这一问题，发展了重分区技术和侵蚀算法，前者利用重新布置背景网格来消除网格畸变问题，后者是预先给出一定的阈值（如最大拉应力等），当变形较大的单元达到此阈值时，将单元侵蚀掉。这两种方法虽然在数值方法上解决了网格畸变问题，但会对系统造成计算误差。

常见的拉格朗日程序有美国Sandia国家实验室开发的PRONTO3D[10]，用来求解材料非线性、高应变率、大变形等问题的三维固体动力学程序，以及后来发展的Zapotec程序，用来模拟冲击爆炸问题中结构的相互作用。显式动力学程序DYNA的应用非常广泛，很多动力学程序和软件都是基于此而发展起来的，LS-DYNA是其商业化的版本，取得了更为广泛的应用，可以处理材料非线性、几何非线性等大变形冲击爆炸问题。国内外很多学者用其模拟了大量的工作，取得了很多成果。ABAUQS中显式积分算法可以求解超高速撞击和侵彻问题，该模块采用侵蚀算法处理单元失效问题，ABAQUS中的UMAT模块，方便添加各种材料模型。

传统欧拉方法中，背景网格固定在空间中不动，物体在网格间流动，因此欧拉方法可以模拟大变形问题，早期模拟冲击爆炸问题多采用欧拉方法，但在处理多物质问题中，如何跟踪物质界面及计算界面与邻近区域的输运量始终是欧拉方

法中的难题。

CTH程序是美国Sandia实验室开发的流体动力学程序，基于有限体积法，先是采用拉格朗日算法，此时网格与物体一起运动，随后是映射步，将变形后的网格映射回初始未变形的网格上。CTH可以用来模拟爆炸、侵彻等大变形问题。很多学者应用CTH进行了大量的学术研究[11–13]。

欧拉方法在处理大变形问题中有优势，但较难跟踪和识别物体界面，拉格朗日方法控制方程简单，容易跟踪物体界面，但处理大变形问题时，会产生网格畸变而无法进行下去。为了扬长补短，发展了很多新的方法，其中代表性的方法就是任意拉格朗日-欧拉（ALE）方法[14]，Donea和Belytschko等应用ALE法模拟了流固耦合问题。美国LawrenceLivermore实验室开发的CALE是二维混合方法动力学程序，已经成功的应用于超高速撞击等问题中[15]。

质点法也是混合方法中典型的算法[16]，其思想是将拉格朗日的质点分布在欧拉网格中，用来跟踪物体的运动，以结合两种算法各自的优点。

1.2.2 无网格法

近几十年来，有限元法得到了广泛的应用，在处理超高速撞击、冲击爆炸、流固耦合、裂纹扩展等材料发生大变形甚至破碎等问题中，拉格朗日网格会因为网格畸变而导致时间步长不断减小，计算量不断增加。并且对于三维复杂的结构，比如泡沫聚合物、泡沫金属等不规则形状的物体，有限元难以给出较好的网格划分技术，影响解的精度。近几年许多学者（如Belyschko,W.K.Liu,S.N.Atluri等）对于无网格的发展开展了很多工作[17–20]，无网格方法采用质点离散，因此在处理大变形问题时不存在网格畸变问题。

1.2.2.1 无网格法研究现状

无网格法发展初期，由于有限元单元法的冲击，没有得到很多关注，1977年Lucy和Gingold等人提出了光滑质点法（SPH），并将其应用于天体物理领域中[21–23]。随后Johnson等人提出了一种改进的SPH法，即归一化光滑函数法，并且将其应用于分片实验的模拟。目前SPH已经成功应用于冲击侵彻、水下爆炸，超高速撞击等问题的模拟。Nayroles等提出了漫射元法（DEM），Belytschko等基于DEM提出了无单元Galerkin法（EFGM）[24]，虽然该方法计算量偏大，但具有较高的精度和收敛度。Liu等提出了多尺度重构核质点法(MPKPM)，该方法已经成功应用于结构与流体动力学，大变形，动态断裂等问题中。Babuska和Melenk等人提出了单元分解有限元法和广义有限元法，该方

法不需要网格重划分技术即能处理动态裂纹扩展问题中的任意裂纹形状。将径向基函数（RBF）引入配点法来求解偏微分方程，不需要网格，是一种真正的无网格法，但需要在全域内定义径向基函数，因此系数矩阵条件数太大。针对这一问题，张雄等提出了相应的无网格法，即在配点法中引入了紧支径向基函数。该方法具有较高的效率，但计算稳定性较差，精度较低，因此张雄等又提出了加权最小二乘无网格法和最小二乘配点无网格法。随后潘小飞等结合最小二乘法和伽辽金法的优势，提出了伽辽金最小二乘无网格法，提高了计算精度，减小了计算量，同时也避免了最小二乘无网格法在边界处理不当时产生虚假结果的可能性。根据试探函数和微分方程等效形式的不同，目前已经存在几十种无网格法。

无网格法不需要借助网格来建立近似函数是其与有限元法最为显著的区别。通过一组离散点$x_I(I=1,2,\cdots,N)$来建立近似函数

$$u(x) \approx u^h(x) = \sum_{I=1}^{n} N_I(x)u_I = N(x)u \tag{1-1}$$

此处$u_I = u(x_I)$是结点x_I处的函数值，$N_I(x)$是形函数，$N(x) = [N_1(x), N_2(x), \cdots, N_n(x)]$，$u = [u_1, u_2, \cdots u_n]^{\mathrm{T}}$，$n$为$x$处形函数不为零的结点总数。目前无网格法中的近似函数主要采用核函数近似和移动最小二乘近似等。移动最小二乘近似的近似函数$u^h(x)$为

$$u^h(x,\bar{x}) = \sum_{i=1}^{m} p_i(\bar{x})a_i(x) \tag{1-2}$$

其中$\bar{x} = [x,y,z]^{\mathrm{T}}$是$x$的邻域$\Omega_x$内点的坐标，$a_i(x)$是待定系数，$p_i(\bar{x})$是基函数，$m$是基函数的个数。基函数可以采用单项式，也可以使用三角函数和奇异函数等。由加权最小二乘原则，选择合适的系数$a_i(x)$，并将其代入方程(5-4)就可以求出$u^h(x,\bar{x})$。核近似中函数$u(x)$的近似为

$$u(x) \approx u^h(x) = \int_{\Omega} u(\bar{x})w(x-\bar{x})\mathrm{d}\Omega_{\bar{x}} \tag{1-3}$$

其中$w(x-\bar{x})$是近似函数，当$h \to 0$时，有$u^h(x) \to u(x)$，因此上式称为$u(x)$的核近似。数值计算中，需要对式(5-5)进行离散化

$$u^h(x) = \sum_{J=1}^{N} w_J(x)u_J\triangle V_J = \sum_{J=1}^{N} N_J(x)u_J \tag{1-4}$$

式中$\triangle V_J$是结点x_J的面积或体积。对于高维问题，$\triangle V_J$计算较困难。光滑质点流体动力学（SPH）中，将物体划分成若干小体积元，质点取为各体积元的质心，质点的质量是其所代表的体积元的质量。质点的密度则是由对该质点有影响的所有

质点的质量光滑化而得到。此外还有采用重构核近似、径向基函数和点插值等方法去构造近似函数。

针对近似函数和离散方案的不同，很多学者对无网格法展开了大量的研究工作。无网格法在求解大变形及材料破碎等问题时具有优势，因此被应用于超高速撞击、裂纹扩展、冲击爆炸等问题中[25–27]。

1.2.2.2 物质点法概述和研究现状

光滑质点流体动力学方法（SPH）能够模拟超高速撞击问题，但在大变形问题中，结点间距会变小，导致临界时间步长不断减小。另外，每一时间步内，SPH都要搜索各结点的影响域，因此计算量较大。

物质点法是由Sulsky等人在FLIP(Fluid-Implicit-Particle)基础上提出来的[16,28,29]，其核心思想是将物体离散成一系列有质量的质点，质点的运动和变形代表了物体的运动和变形。采用质点离散的优势是方便构造任意三维不规则形状的物质点法模型，避免了采用网格划分时由于形状不规则导致的计算精度降低。在一个时间步内，物质点和背景网格结点之间信息的映射是通过建立在背景网格结点上的形函数来实现的，在背景网格上求解动量方程，将求解后结点的速度变化量和位置变化量映射回质点，得到质点的位置和速度，质点的应力通过本构方程来计算。质点与背景网格一起运动，所以物质点法继承了拉格朗日法中没有对流项的优势；下一时间步内，重新布置规则的背景网格，因此物质点法中不会出现网格畸变而导致数值发散的现象，在处理大变形问题中具有优势。黄鹏等人在物质点法中添加了Drucker-Prager模型[30]，模拟了岩土冲击问题。采用显式时间积分算法，临界时间步长由背景网格确定，物质点法中不会存在网格畸变问题，因此相比于显式有限元和SPH算法，具有较高的计算效率。针对速度较低的情况，发展了隐式物质点法[31–34]，提高了计算效率。质点在网格间运动时，应力出现震荡，即跨网格噪音。 Bardenhagen等基于Petrov-Galerkin离散格式提出了广义插值的物质点法(GIMP)[35]。该方法已经成功应用于纳米压痕[36]、裂纹I型和II型的扩展的模拟[37]、开孔泡沫压实[38]和闭孔聚合物泡沫压缩[39]等问题中。物质点法自动满足无滑移接触条件，Bardenhagen提出了一种接触算法[40,41]，允许质点分离和滑移，计算接触面的接触力。该方法能很好的模拟泡沫材料以及颗粒材料等多物质接触问题[32,40–46]。鉴于物质点法在处理不连续界面和材料失效时具有优势，很多学者应用其模拟了裂纹扩展[47–52]和材料破坏失效等问题[53–58]。物质点法在背景网格上求解动量方程，并且应用有限元中的形函数来进行质点与网格间的互相映射，因此方便与有限元耦合，来处理一些局部大变形、液体在容

器中晃动等问题，马上和廉艳平等人将有限元与物质点法耦合[59,60]，提出了物质点有限元法，成功的模拟了超高速撞击中局部发生大变形的情况。马上等人提出了自适应物质点法[59,61]，并将其应用于爆轰驱动飞片和聚能射流等问题。此外由于物质点法方便建立各种复杂形状的物质点模型，Nairn等模拟了圆木断面裂纹的扩展[51]， Wang等人构造了碳管复合材料物质点模型[62]，模拟研究了其拉伸、剪切下的力学行为。

综上物质点法在模拟大变形问题中，不会出现网格畸变，并且不用处理对流项带来的麻烦，容易跟踪物质界面，方便处理多物质耦合问题，容易建立复杂形状的物质点模型，因此物质点法能较好地模拟超高速撞击、冲击侵彻、爆炸等问题。

1.3　Whipple防护结构研究进展

外太空环境分布着很多的微流星和空间碎片，这些都对航天器的安全运行提出了挑战。防护结构的作用就是在太空复杂多变的环境中保护航天器，防止空间碎片高速撞击对航天器造成的破坏，延长航天器的使用寿命。怎样设计开发一种有效的航天器防护结构成为多年以来研究者十分重视的课题[63]。 Whipple防护结构作为一种基本的防护方案，由美国Whipple教授在1947年提出[64]。 Whipple防护结构如图1.1所示，其基本思路是在航天器一定距离以外设置防护屏，当高速运动的空间碎片撞击到防护屏上会破碎成许多的小颗粒，形成碎片云。防护屏的作用使空间碎片高速撞击的集中载荷分散成为一定范围内的分布载荷，这样大大降低了碎片撞击对航天器的破坏作用，保护了航天器的正常运行。



图 1.1　Whipple防护结构示意图

Whipple防护结构已经应用于实际的航天器防护结构中，例如前苏联的“礼炮号”空间站、美国“阿波罗”飞船、“天空实验室”空间站等等，结果都验证了Whipple防护结构可以有效地防护碎片对航天器的破坏作用。后来基于Whipple防护方案发展了多种防护方案，如波纹防护屏Whipple防护方案[65]（如

图1.2）、加强肋Whipple防护方案[66]（如图1.3）、多层冲击防护方案[67–69]（如图1.4）、网格双防护屏防护方案[70]（如图1.5）、由Christiansen提出的填充式Whipple防护方案[71]（如图1.6）等。

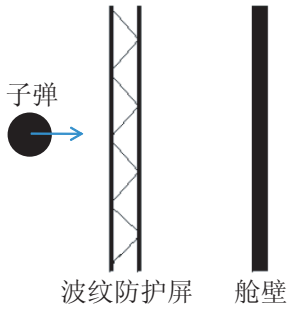


图 1.2　波纹防护屏Whipple防护结构

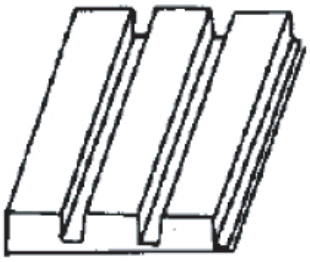


图 1.3　加强肋Whipple防护结构

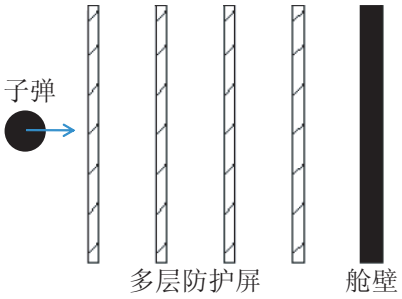


图 1.4　多层冲击防护结构

针对Whipple防护结构已经有许多实验研究成果。Christiansen等人研究了Whipple防护屏对不同形状子弹撞击的防护效果[72]，其中防护结构由两层铝防护屏和内部夹层构成，实验结果表明在高速撞击条件下，多层防护结构优于简单的铝防护屏，并且多层结构的层数越多，防护效果越好。Palmier和Cour-Palais等人对不同撞击速度、不同基体材料的Whipple防护结构进行了实验研究[73,74]，结果发现在超高速撞击过程中，子弹破碎形成的碎片会发生熔化或气化，说明撞击过程会产生局部高温。柱状子弹最容易造成防护屏的破坏，因为柱

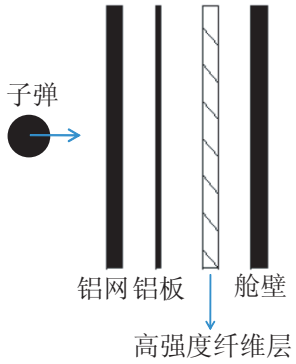


图 1.5　网格双防护屏防护结构

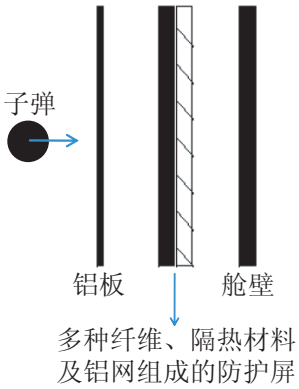


图 1.6　填充式Whipple防护结构

状子弹撞击过程中前端破碎后还残余很大的动能，继续造成破坏，此时采用多层防护屏和填充式防护结构就可以有效降低其破坏作用。另外国内一些研究者在实验中发现子弹撞击的速度越大[75]， Whipple防护结构的效果越明显，另外斜向撞击会形成不同方向上的冲击力，破坏作用更强。

上世纪中期以来，世界各国都积极开展航天活动，与此同时滞留在近地轨道的碎片数量也急速增加，包括微流星体、废弃的卫星和火箭残骸等等。所以Whipple防护结构成为航天器发展，尤其是载人航天器发展的关键技术。美国、日本和欧洲等国家都在积极研制长寿命的载人空间站，并明确提出了空间碎片防御系统，其中包括积极和消极两种防御方法[76]。 Whipple防护结构就是一种消极防御的方法。“神州”、“天宫”系列载人飞船和空间站的成功发射和使用已经标志着我国成为世界航天大国，为了保证载人航天器的长时间安全运行，对Whipple防护结构的深入研究具有十分重要的战略意义。在设计一种有效的Whipple防护结构的过程中往往需要大量、繁重的实验，而实验研究成本很高，难以大规模开展，所以数值计算方法就成为一种有效的研究手段。

1.4 泡沫金属材料概述

泡沫金属材料是一种新型的多孔金属材料，相比于实体金属，具有高孔隙率、密度小、比表面积大、热导率低、通气换热性能好、吸声/隔音性能好、透过性优、电磁波吸收能力强、耐火耐热、抗震性能好等特点。相比于多孔聚合物材料，具有较高的平台应力，因此吸能能力更强。此外泡沫金属易加工，可以大量生产，这些特有的性质使得泡沫金属被广泛应用于航天、国防、工业等行业和领域[77–81]，近年来，成为研究热点[79,82–84]。

1.4.1 泡沫金属制备方法

目前已经发展了多种泡沫金属材料的制备方法，例如熔体发泡法、粉末冶金法、烧结法、渗流铸造法、熔模铸造法、喷溅沉积法、电沉积法等等。不同的泡沫金属制备工艺会显著影响材料的孔隙率、孔洞形状、孔径大小等微观结构，从而影响泡沫金属材料的宏观力学性能。这也成为随后深入模拟和分析泡沫金属力学行为的基础。

1.4.1.1 粉末冶金法

粉末冶金法的特点是可以加工成形各种复杂结构的零件，利用金属泡沫中的自然孔洞降低产品重量，提高其抗震性能。一般的做法是将金属粉末和发泡剂粉末混合（通常是T_iH_2），将粉末的混合物压制成为紧密的金属基体预制品；之后加热升温到690～800℃,其中的发泡剂粉末分解释放出氢气，在熔化的金属中形成气孔；最后冷却试样就可以得到含有丰富孔洞的泡沫金属了[85]。粉末冶金方法的最大优点是容易制备各种不同复杂结构的零件样品，根据用户需要调整不同合金成分的比例。不过同批次零件的重复性较差，产品容易受到制备过程中压力、温度、发泡剂比例等条件的影响，而且生产成本较高。

1.4.1.2 熔体发泡法

熔体发泡法的制备原理很简单，向熔化的铝液中注入气体发泡，冷却后就形成了泡沫铝。不过液体金属中的气泡排出速度很快，没有足够时间稳定形成多孔结构，所以需要向铝液中添加增粘剂。这种增粘剂一般就是10%～30%的不溶颗粒，比如氧化铝或碳化硅。增粘剂的添加可以有效减慢气体的排出速度，使铝液在冷却过程中内部可以形成丰富的气孔，达到工艺要求。熔体发泡法的优点是工艺方法简单，可以生产大尺寸的泡沫铝材料，但是缺点在于发泡剂分解产生气体

的均匀分散和气泡尺寸很难控制，不容易得到均匀性好、结构稳定的泡沫铝材料。在具体工业应用中，寻找分解速度慢、性质稳定的发泡剂成为熔体发泡法发展的方向之一。

1.4.1.3 渗流铸造法

粉末冶金法和熔体发泡法适用于制备闭孔泡沫铝材料，渗流铸造法是另外一种制备开孔泡沫铝材料的工艺。基本原理是采用固体颗粒作为造孔剂（一般选择NaCl颗粒，粒径大小可以根据要求选择）填充在具有预订零件形状的铸型中，之后施加外力将铝液灌入到铸型当中，充满铸型中的颗粒孔隙。将铝液冷却凝固成形并用水溶解其中的NaCl造孔剂，最后对泡沫铝切削加工就可以得到成品。渗流铸造过程中需要优化选择合适的造孔剂预热温度、铝液浇铸温度和浇铸压力。其中预热温度如果过低，铝液在灌注过程中可能发生局部凝固从而阻断流体通道，使铝液无法完全充满铸型。具体的优化参数需要从实验中确定[86]。渗流铸造法的优点是泡沫铝材料中孔洞分布均匀，孔径可以通过造孔剂的大小加以控制，适用于铸造结构复杂的零件；但是铸造过程繁琐，不适用于大规模流水线生产。

1.4.1.4 烧结法

制备开孔泡沫铝的另一种常用方法就是烧结法，其基本过程如下：首先将铝粉和造孔剂按照一定比例混合，造孔剂可以采用直径为1mm左右的NaCl、尿素颗粒（造孔剂颗粒大小可以根据要求调整）。混合过程中因为造孔剂和铝粉的颗粒大小相差很大，难以均匀混合，此时可以加入一定量的无水乙醇使铝粉粘附在造孔剂表面，促进混合的均匀性。之后对混合物施压，压制成具有一定形状的预制块。压制完成后将预制块放置在水中溶解其中的造孔剂，去除造孔剂的铝预制块中就形成了均匀分布的孔洞。最后将铝预制块放置在真空炉中烧结，就可以得到泡沫铝材料了[87]。烧结法的优点在于可以灵活控制泡沫铝材料的孔洞大小和分布，并且均匀性很好。但是制备工艺流程繁琐，泡沫铝成品中残留的造孔剂容易形成腐蚀。

1.4.2 泡沫金属力学性质

采用不同制备工艺得到的泡沫金属材料具有明显的性能差异，采用冶金发泡方法制备的泡沫金属是闭孔结构，而采用渗流铸造和烧结法制备的泡沫金属是开孔结构。闭孔泡沫金属相比开孔泡沫金属往往具有更高的相对密度和杨氏模量，其中杨氏模量可能高出一个量级以上；另外闭孔泡沫金属的拉伸弹性极限、拉伸

强度和断裂韧性也明显高于开孔泡沫金属[79]。虽然闭孔泡沫金属的力学性能普遍优于开孔泡沫金属，但是开孔泡沫金属在热交换器、分离器、隔声材料中也具有广泛的应用。由此可见，为了满足不同的工程应用需要采用不同方法制备泡沫金属材料，具有很强的选择性。本小节将主要介绍泡沫金属材料力学性质的研究现状。

1.4.2.1 压缩性能

静态压缩下，泡沫金属的应力-应变曲线具有三个明显的阶段：弹性段、平台屈服段和致密段[78,79,88,89]。如图1.7所示

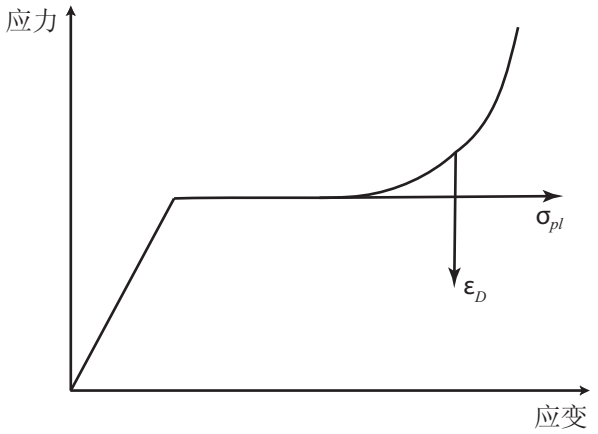


图 1.7 压缩下泡沫金属应力应变曲线示意图

从图1.7中可以清楚看到，随着应变的增加，泡沫金属材料的应力逐渐增加，首先经历弹性变形阶段；经历弹性段之后，当施加外力超过泡沫金属的屈服应力就会发生塑性变形。此时泡沫金属内部的孔洞壁面和相邻孔洞的连接处将发生弯曲、塌陷。这个阶段是泡沫金属材料将冲击能量吸收，转变为自身变形能的阶段；继续加大外力载荷，泡沫金属内部孔洞大部分将弯曲塌陷进入致密化区。致密化后的泡沫金属会逐渐趋向于实体金属的力学性质，密度、刚度都有所增强。其中主要的力学参数有两个，即屈服段的平台应力σ_{pl}和压实应变ε_{D}。式(5-7)和式(5-8)给出了开孔和闭孔泡沫金属材料的平台应力计算公式[79]：对于开孔泡沫金属：

$$\frac{\sigma_{\mathrm{pl}}}{\sigma_{\mathrm{y,s}}} \approx 0.3(\frac{\rho}{\rho_s})^{\frac{3}{2}} \tag{1-5}$$

对于闭孔泡沫金属：

$$\frac{\sigma_{\mathrm{pl}}}{\sigma_{\mathrm{y,s}}} \approx 0.3(\Phi\frac{\rho}{\rho_s})^{\frac{3}{2}} + 0.4(1-\Phi)\frac{\rho}{\rho_s} \tag{1-6}$$

其中σ_{pl}和$\sigma_{y,s}$分别为泡沫金属的平台应力和实体金属的屈服应力， Φ是泡沫金属中实体金属所占比例，ρ和ρ_s分别为泡沫金属的密度和实体金属密度。由式(5-7)和式(5-8)可以看到泡沫金属的平台应力随着材料密度的增加而增加，在闭孔泡沫金属中平台应力还决定于孔隙率的大小。

1.4.2.2 拉伸性能

拉伸过程的初始阶段和压缩过程相似，泡沫金属材料会发生内部孔壁的弯曲和变形。但是在屈服后期，拉伸和压缩则明显不同，压缩过程中会在同压缩方向垂直的方向发生塑性或脆性塌陷，而拉伸过程中变形主要集中在材料的薄弱区域，不会形成明显的变形带。泡沫金属材料内部一些孔壁位置存在微小的裂纹或缺陷，就会在这些地方发生较大变形，当拉伸应力超过断裂强度后，孔壁上的微小裂纹将扩展和传播，最终发生断裂，造成结构的失效。研究泡沫金属材料的拉伸失效问题时，需要尤其注意其中的微结构特点，考虑内部孔壁的韧性断裂关系。一般研究认为拉伸应力峰值同压缩变形的平台应力大小基本相同。

1.4.2.3 泡沫金属本构模型

为了定量描述泡沫金属材料压缩下的力学行为，很多研究者提出了不同的本构模型： Gibson和Ashby结合实验结果提出了第一个泡沫材料的屈服面方程[90]；Chen和Lu假设泡沫材料在拉伸和压缩情况下屈服应力一致得到了泡沫材料的应力势函数[91]； Bilkhu和Dubois基于单轴和三轴测试实验得到了泡沫材料的本构模型[92]； Schreyer提出了各向异性的硬化泡沫模型[93]。除此之外还有很多关于泡沫材料的本构模型，但有些过于简单，有些又太复杂参数较多。

Deshpande-Fleck泡沫模型（LS-DYNA中第154号材料模型）是传统Von Mises屈服准则的一种衍生模型[94]。相比其他泡沫本构模型具有形式简单、易于统计平均、方便添加各种失效模型等优点，得到了广泛的工程应用。例如Hanssen等人用LS-DYNA软件模拟了鸟撞飞机的过程，其中飞机前面的泡沫铝防护板就采用Deshpande-Fleck模型[95]；Pinnoji等人在模拟摩托车头盔撞击实验中，头盔内部的泡沫铝也采用Deshpande-Fleck模型[96]。

1.4.2.4 泡沫铝动态力学性能

泡沫铝具有很好的吸能特性，不过在动态载荷作用下（例如高速撞击问题），当应变发生速度很快时，泡沫铝材料的应力-应变响应关系可能发生变化，即所谓应变率效应。

针对泡沫铝材料的应变率效应已经有了一些初步研究结果， Gibson和Ashby认为泡沫金属的应变率效应取决于两个方面[78]，一是泡沫金属的基体材料本身，二是孔洞内部气体和液体导致的。Deshpande和Fleck研究了Alulight闭孔泡沫铝和Duocel开孔泡沫铝材料[97]，实验结果表明应变率在$10^{-3} \sim 5 \times 10^{3} s^{-1}$之间泡沫铝材料的应变率不敏感。通过对泡沫铝动态压缩性能的研究，Zheng指出泡沫铝材料的应变率效应并不明显[98,99]，同时基体材料的力学性能、泡沫铝的孔洞大小及分布和初始密度等因素是决定其动、静态力学行为的关键要素。Kenny研究表明应变率为$10^{-3} \sim 10^{3} s^{-1}$范围内Alcan泡沫铝材料的应变率效应也不明显[100]。Ruan研究了$10^{-3} \sim 10^{1} s^{-1}$应变率范围内 CYMAT泡沫铝材料的应变率效应，结果表明其应变率并不敏感，并且平台应力与相对密度成指数关系[101]。Zhao等人通过压缩实验测量发现泡沫铝对应变率变化并不敏感，但是由泡沫铝和铝板组成的三明治夹芯板却具有较强的应变率效应[102]。 Paul指出ALPORAS闭孔泡沫铝在高的应变率下具有较高的吸能能力，因此具有应变率效应[103]。Dannemann等人采用Hopkinson杆实验研究了泡沫铝材料在动态冲击载荷作用下的力学行为[104]，指出ALPORAS（Al-Ca-Ti合金）闭孔泡沫铝材料具有明显的应变率效应，原因是胞孔内气体的粘性流动增加了应力； Balch也指出压缩下泡沫铝合金具有应变率效应[105]。 Mukai等人研究得出ALPORAS闭孔泡沫铝在高的应变率下应力平台增加，并且随着相对密度的减小，其应变率效应随之增加[106]。Ruan等人用ABAQUS模拟了蜂窝结构平台应力随冲击速度变化的规律，得出冲击速度越大，其平台应力越高[107]。 Zheng等人模拟了不规则形状的多孔结构也得出了相同的结论[108]。Ma等人模拟了相对密度为90%的泡沫铝合金材料在不同冲击速度下的平面压缩实验，结果表明固定端的平台应力随着冲击速度的增加变化不明显，而冲击端的平台应力随着冲击速度的增加而增加[109]。凤仪等人研究相对密度为0.16的泡沫铝得出其属于应变率敏感材料，并且这种效应来源于其基体材料的应变率敏感性、微观性以及孔洞内的气体作用[110]。胡时胜等人指出泡沫铝材料具有明显的应变率效应，并且这种效应主要取决于孔洞的变形机制、微惯性、致密性[111]。Zhang等人用有限单元法模拟了不同相对密度下泡沫铝的应变率效应，给出泡沫铝的应变率敏感性取决于其基体材料的应变率敏感性以及泡沫铝的相对密度，微惯性、波效应、孔内气体对于其应变率效应影响并不大[112]。文献[103,113]指出闭孔泡沫铝的应变率效应与其相对密度有关，而开孔泡沫铝应变率效应与其相对密度无关。 Banhart和Baumeister通过锌、铝泡沫材料的单轴压缩实验发现材料应力-应变的关系主要受到相对密度的影响[114,114]。总结现有研究结果发现泡沫铝材料的微观结构，例如开孔或闭孔、相对密度大小、孔壁形状等都可

能影响其中的应变率效应，对于不同结构的泡沫铝中应变率效应是否存在及其作用机制还不甚了解，需要更加深入的研究。

1.4.3　泡沫金属微结构几何模型

研究泡沫铝材料力学特性的主要方法有两种：1.将泡沫铝材料看作是宏观连续体，采用特定的非线性本构模型描述泡沫铝材料的力学性能；2.将泡沫铝材料看作是具有微观几何结构的真实个体，针对其微结构特性研究相应的力学性能。这两种方法各有利弊，第一种研究方法较为便捷，适用于宏观连续材料的有限元等分析方法可以直接使用。但是泡沫铝材料的弹性区域很短，简单的线性本构关系不能真实反映其力学性能，需要研究和发展较为复杂的非线性本构模型。这样的工作较为复杂，需要借助实验测量的手段不断修正和改进非线性模型中的特征参数。但McCullough等人在闭孔泡沫铝材料的拉伸和压缩行为的研究中，发现泡沫铝材料密度不均匀、存在胞体孔洞和裂纹都会使实验测量结果明显小于理论预测值[115]。另外对于大变形、超高速撞击等问题，碎片作用在泡沫铝孔壁时，是在微观尺寸上进行的，而且直接采用微观模型不需要引入过多的假设，力学模型简单，因此很多学者从微观角度研究泡沫铝的性质，目前很多学者提出了多种泡沫铝微结构模型[78,116–118]。其中二维离散模型相对简单，基本的二维规则形态是周期性的六边形蜂窝结构，一些研究者针对此模型进行了大量的实验及理论研究。但平面模型只能在有限的范围内模拟三维泡沫铝的微结构特性，不能反映泡沫铝材料的真实结构。在三维建模中，完全规则的三维周期性微观模型多产生于多面体空间，其中以十四面体为基础的居多[78,119]，但目前这些模型均未能实现泡沫铝的真实重构。泡沫铝内部具有十分丰富的微观结构，包括孔壁、孔棱、接点等。

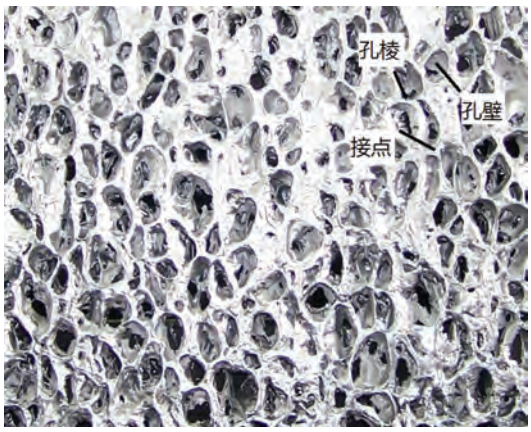


图 1.8　典型的闭孔泡沫铝微观结构

图1.8中显示为一种典型的闭孔泡沫铝微观几何结构，其中标注出了孔壁、孔棱和接点的位置。闭孔泡沫铝的内部孔洞大部分都是封闭的，并且孔洞的大小、形状随机分布，各不相同。

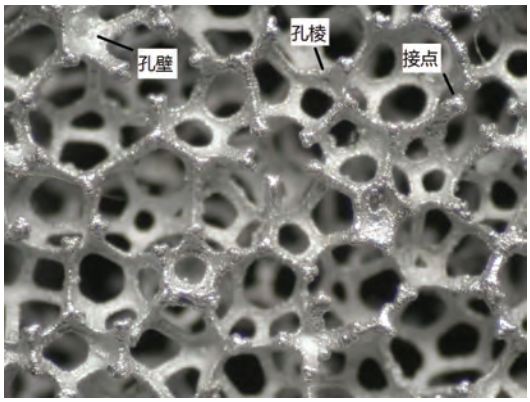


图 1.9　典型的开孔泡沫铝微观结构

图1.9显示为一种典型的开孔泡沫铝微观几何结构，与闭孔泡沫铝不同，开孔结构中各个孔洞之间都是相互连通的，其中流体可以自由流动。开孔泡沫铝的孔壁所占面积比例较小，整体结构的支撑强度小于闭孔泡沫铝。

泡沫金属的微观模型十分复杂，怎样有效模拟和重建泡沫金属的三维几何结构是深入研究泡沫金属动态力学性能的关键问题。

1.4.4　泡沫金属动态Hopkinson杆实验技术

1914年，剑桥大学力学及应用力学系教授Hopkinson提出了一种实验方案，可以用于测量金属杆件中的应力波传递。 1949年Kolsky改进了Hopkinson的实验方案，使用两个连续放置的Hopkinson杆测量动态压缩过程中的应力和应变。这就是之后被广泛使用的分离式Hopkinson杆实验方法（Split-Hopkinson-Pressure-Bar，SHPB）[120]。 SHPB方法主要用于测量10^2 ~ $10^4 s^{-1}$应变率之间的动态应力-应变曲线，是研究材料动态压缩性能的一种基本实验手段。图1.10中显示为一种典型的SHPB实验系统：

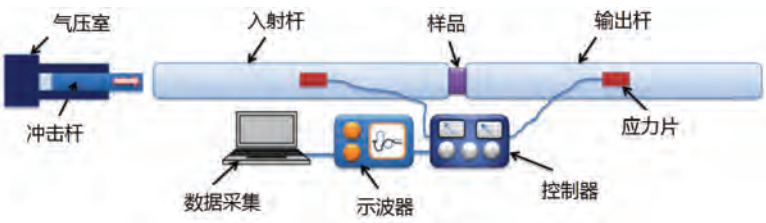


图 1.10　SHPB实验系统[121]

图1.10中SHPB系统主要由冲击杆、入射杆、输出杆、样品、应变片、示波器和数据采集系统构成。在实验中气压室利用压差推动冲击杆以很快的速度撞击到入射杆上，入射杆在撞击载荷作用下将产生沿长度方向传递的弹性波，弹性波作用到中间的样品时将使其发生变形，随后在输出杆中继续传递。利用放置在入射杆和输出杆上的应变片可以准确测量并记录不同时刻的弹塑性脉冲，并利用弹性波动原理计算出相应的应力-应变曲线。SHPB方法可以适用于金属、高分子聚合物、半导体等各种不同材料的动力学测量，而改进后的SHPB方法还可以用于测量较为柔软、波阻抗小的泡沫材料。 SHPB方法的优点在于实验装置结构简单，便于操作，应变信息通过应变片直接测量，精确度较高。

当初SHPB方法设计时具有两个基本假设，即要求弹性波的传递过程满足一维近似条件并且被测试样的均匀性好。对泡沫铝材料而言，选择适合的长径比可以近似满足弹性波传递的一维条件。Davis综合考虑均匀性假设、惯性和摩擦作用后提出了SHPB实验中的最佳长径比（试样的直径和长度之比）为0.5[122]。

但是均匀性假设在泡沫铝材料中不易满足，泡沫铝中的弹性波速度很低，导致波动传递时间较长，此时泡沫材料的不均匀性将引起其中应力分布的不均匀。另外泡沫铝材料的波阻抗很小，进入输出杆的透射波信号十分微弱，需要采用更加灵敏的半导体应变片进行测量。实验中可以采用石英晶体薄膜应变片进行测量，其灵敏度相比传统的电阻式应变片可以提高50倍[123]。还可以采用镁杆或空心铝杆作为入射和输出杆，降低压杆材料和泡沫铝之间的阻抗比，提高透射波信号的测量精度。

另外在SHPB实验中将不可避免地产生高频振荡噪声，如果噪声过大不仅影响实验测量精度，还可能掩盖所需要的力学响应信号。为了解决这个问题，一些研究者发展了快速傅立叶变换的方法对测量结果进行波形修正[124,125]，修正结果可以大大减小高频振荡噪声。另外在实验中可以在入射杆前端放置一个黄铜垫片，它的作用是软化冲击杆的撞击作用，使入射波形的上升时间增加。这样做可以有效减小波形振荡，有利于样品中达到应力分布均匀，提高精度。

1.4.5 泡沫金属的应用

结合前面提到的泡沫铝具有的优良性能，使其在军事、民用等领域中得到了广泛的应用。下面具体列举几种应用实例[82]。

泡沫铝具有很长的平台应力区，可以将冲击能量转换为自身的变形能，所以是一种良好的吸能材料。在宇航工业中，飞行器经常遇到太空碎片的威胁，需要设置防护屏防止碎片击穿飞行器外壳。当受到碎片的高速撞击时，泡沫铝可以有

效地吸收撞击能量并将其分散到一定范围内，保护飞行器。作为吸能部件，泡沫铝材料在车辆运输领域也得到了广泛的应用，其中日本的高速列车中安装了泡沫铝防护材料用于降低车体相撞时的破坏力[126]，军事上，美国军方研究利用泡沫铝材料作为复合装甲用于军事防护[127–129]。

泡沫铝密度较小，在汽车工业中可以用作车体结构和一些内部零件的制造，实现车辆的轻量化。泡沫铝材料可以在保持足够强度和刚度的同时有效减少金属的用量，重量较小。利用泡沫铝制作的泡沫夹芯板可以成为汽车的车顶板、车体隔板等，有研究指出可以将车辆的20%结构用泡沫铝材料替代，从而降低重量，减少燃油消耗量。

泡沫铝丰富的内部孔洞使其具有很好的隔声隔热能力。在高速公路两旁设置泡沫铝隔声屏可以有效地吸收声波，减小噪声污染。泡沫铝的热导率远低于纯铝，使泡沫铝可以制成各种防火材料、密封材料[130–132]，用作可燃气体、油料的输运管道或隔热屏，热交换器以及低温流体的压力罐等等。

泡沫铝内部孔洞具有很大的比表面积，作为催化剂的载体可以有效增加其与反应气体或液体的接触面积，提高催化效率。如果铝在该化学反应中不是惰性金属，还可以改用多孔陶瓷等新型泡沫材料替代。

在电化学中，泡沫铅可以替代传统的金属铅作为化学活性物质的载体，在保证泡沫材料中铅基质高导电性的同时，泡沫金属可以有效降低整体重量。在使用单位重量金属材料的同时获得更高的能量密度。

使用开孔的泡沫金属可以制作流体、气体混合器或整流器，利用自身的多孔结构调节流体流动方式。泡沫金属的孔洞大小、相对密度选择范围很广，可以根据实际需求设计制作相应的泡沫金属材料实现准确、可靠的流动控制。

另外值得一提的是，泡沫铝材料的强度比较低，所以在大部分工程应用中都将泡沫铝做成不同的防护结构，例如三明治结构，用于提高其抗冲击能力。因为泡沫铝是一种性能优异的吸能防护材料，所以关于泡沫铝力学性能的研究一直都是力学基础研究的热点问题，

1.5 本文主要工作

空间碎片撞击航天器的速度高达几千米每秒，属于超高速撞击现象，在引言中，首先简单的介绍了空间碎片防护问题研究的背景、意义及方法。接着概述了超高速撞击问题的数值模拟方法，分别讨论了传统的拉格朗日方法、欧拉方法、混合方法及无网格法的优缺点，其中重点介绍了物质点无网格法的基本原理和

研究现状。 Whipple防护结构在航天器防护领域得到了广泛的应用，引言中介绍了Whipple防护结构的基本思想和现阶段研究者提出的一些改进的Whipple防护结构。空间碎片防护一个很重要的方面就是研究新型的防护材料，泡沫金属凭借很好的吸能能力，被公认为航天器很好的吸能材料之一，在引言的最后，我们从制备、力学性能、微观几何模型、动态Hopkinson杆技术以及应用等方面对泡沫金属材料进行了论述。

引言中介绍了物质点法在处理冲击爆炸、超高速撞击等大变形、涉及材料失效破坏等问题的优势。本文采用实验室自主研发的三维物质点法程序MPM3D来研究泡沫铝的动态力学性能。论文第二章介绍了物质点法的控制方程、离散方程、时间步长、求解格式及冲击波的基本理论和应力更新方式。连续损伤模型(LS-DYNA中第102号材料）是基于Mises屈服准则，带有损伤模型的材料模型，第二章最后给出了在物质点法程序中添加的连续损伤模型与商业软件LS-DYNA模拟的Taylor杆问题的对比。

在准静态和低速时，泡沫铝材料可看作均匀的实体材料，如果存在一个本构模型能够较好地描述其压缩下应力应变曲线，就可以不用构造泡沫铝的微观模型进行模拟，大大减小了计算量。Deshpande-Fleck泡沫模型应用较为广泛，论文第三章，将该模型引入到物质点法程序中，并引入了体积失效模型，通过LS-DYNA模拟的Taylor问题对Deshpande-Fleck泡沫模型进行了验证。最后将该模型应用于泡沫铝的动态压缩实验，定性给出了泡沫铝压缩下的变形机制。

在超高速撞击问题中，碎片作用在泡沫铝孔壁时，是在微观尺度上进行的，因此需要构造泡沫铝的微观几何模型，论文第四部分基于CT扫描图片构造了泡沫铝真实的三维微观物质点模型，并将其应用到Whipple防护结构的模拟中，最后通过模拟比较了两种不同方案的Whipple防护结构的防护效果。

随着冲击速度的不同，泡沫铝的力学性能是否受到影响一直是人们关注的热点，论文第五部分通过物质点法和动态Hopkinson杆实验来研究不同冲击速度下泡沫铝的变形机制、应变率效应、平台应力与相对密度的关系，并通过公式拟合，定量分析平台应力与相对密度和应变率的关系。

第 2 章 物质点法的基本理论

2.1 控制方程及离散

2.1.1 控制方程

热力学系统要满足质量守恒、动量守恒和能量守恒方程。下面我们采用更新的拉格朗日描述来介绍物质点法的控制方程。

质量守恒：

$$\rho(X,t)J(X,t)=\rho_0(X) \tag{2-1}$$

动量方程：

$$\sigma_{ij,j}+\rho f_i=\rho\ddot{u}_i \tag{2-2}$$

能量方程：

$$\dot{E}=JD_{ij}\sigma_{ij}=Js_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}-Jp\dot{\varepsilon}_{kk} \tag{2-3}$$

本构关系：

$$\sigma^{\nabla}=\sigma^{\nabla}(D_{ij},\sigma_{ij},\text{etc.}) \tag{2-4}$$

变形率：

$$D_{ij}=\frac{1}{2}(v_{i,j}+v_{j,i}) \tag{2-5}$$

边界条件：

$$\begin{cases} c(n_j\sigma_{ij})|_{\Gamma_t}=\bar{t}_i \\ v_i|_{\Gamma_u}=\bar{v}_i \end{cases} \tag{2-6}$$

初始条件：

$$\dot{u}(X,0)=\dot{u}_0(X),u(X,0)=u_0(X) \tag{2-7}$$

ρ是时刻t的密度，f_i是体力密度，$\ddot{u}_i$是质点的加速度，i,j是空间坐标分量，σ_{ij}是柯西应力，p是当前压力，$s_{ij}=\sigma_{ij}+p\delta_{ij}$是偏应力，$\dot{\varepsilon}_{ij}$是应变率。$\sigma^{\nabla}$是焦曼应力率。

2.1.2　方程离散

物质点法中，物质点的质量自动满足守恒条件。动量方程(2-2)的求解比较困难，我们从微分方程的弱形式出发，只要求其在平均意义下满足即可。取$\delta u_j \in \mathfrak{R}_0$，$\mathfrak{R}_0 = \{\delta u_j | \delta u_j \in C^0, \delta u_j|_{\Gamma_u} = 0\}$作为权函数，采用加权余量法，并利用分部积分和边界条件得：

$$\int_\Omega \rho \ddot{u}_i \delta u_i \mathrm{d}\Omega + \int_\Omega \rho \sigma_{ij}^s \delta u_{i,j} \mathrm{d}\Omega - \int_\Omega \rho f_i \delta u_i \mathrm{d}\Omega - \int_{\Gamma_t} \rho \bar{t}_i^s \delta u_i \mathrm{d}\Gamma = 0 \tag{2-8}$$

其中$\sigma_{ij}^s = \sigma_{ij}/\rho$，$\bar{t}_i^s = \bar{t}_i/\rho$，$\sigma_{ij}$是柯西应力张量。$\bar{t}_i$是给定的面力，$\rho$是当前密度，$\ddot{u}_i$是加速度，$\delta u_i$和$\delta u_{i,j}$分别是虚位移和其导数形式，$f_i$是结点力。

将连续体离散成一系列质点，在求解动量方程时，物质点与计算网格完全固连，因此可通过建立在计算网格结点上的有限元形函数$N_I(x_i)$来实现物质点与计算网格结点之间信息的映射。下面用带有下标I的量来表示网格结点携带的变量，下标p表示物质点携带的变量，并令$N_{Ip} = N_I\left(x_p\right)$。质点坐标$x_{ip}$，位移$u_{ip}$及其导数$u_{ip,j}$可由结点位移$u_{iI}$插值得到。即

$$x_{ip} = \sum_{I=1}^{n_g} N_{Ip} x_{iI} \tag{2-9}$$

$$u_{ip} = \sum_{I=1}^{n_g} N_{Ip} u_{iI} \tag{2-10}$$

$$u_{ip,j} = \sum_{I=1}^{n_g} N_{Ip,j} u_{iI} \tag{2-11}$$

其中n_g为计算网格的结点总数。如果采用正六面体计算网格，则结点I的形函数为：

$$N_I = \frac{1}{8}(1+\xi\xi_I)(1+\eta\eta_I)(1+\varsigma\varsigma_I), I = 1, 2, \cdots 8 \tag{2-12}$$

其中ξ，η，ς为结点I的自然坐标，其取值分别为±1。将式(2-10)和式(2-11)代入动量方程的积分弱形式中，并考虑到δu_{iI}的任意性，有

$$\dot{p}_{iI} = f_{iI}^{\mathrm{int}} + f_{iI}^{\mathrm{ext}}, \quad I = 1, 2, \cdots, n_g \tag{2-13}$$

此处

$$p_{iI} = m_I v_{iI} \tag{2-14}$$

是采用集中质量阵时结点I的动量。

$$f_{iI}^{\text{int}} = -\sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip,j}\sigma_{ijp}\frac{m_p}{\rho_p} \tag{2-15}$$

$$f_{iI}^{\text{ext}} = \sum_{p=1}^{n_p} m_p N_{Ip} f_{ip} + \sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip}\bar{t}_{ip}h^{-1}\frac{m_p}{\rho_p} \tag{2-16}$$

分别是结点内力和结点外力，方程(2-15)和方程(2-16)中$\sigma_{ijp} = \sigma_{ij}\left(x_p\right)$，$f_{ip} = f_i\left(x_p\right)$。

2.2　时间步长的确定及物质点法的求解格式

2.2.1　时间步长的确定

中心差分法的临界时间步长取决于单元的特征长度。在大变形中单元的特征长度不断减小，因此需要采用变步长的中心差分法。中心差分法的时间步长$\triangle t$必须小于临界时间步长$\triangle t_{\text{cr}}$（条件稳定算法），一般取$\triangle t = \alpha\triangle t_{\text{cr}}$，其中$\alpha$是一个常数，取值范围$0.8 \le \alpha \le 0.98$。为保证算法稳定性，要求在一个时间步内信息的传递控制在一个网格内。鉴于超高速撞击问题中质点的速度很大，应该考虑其影响，所以临界时间步长的表达式为：

$$\triangle t_{\text{cr}} = \min_e \frac{l_e}{c + |u|} \tag{2-17}$$

其中l_e是单元e的特征长度，u是质点速度。

$$c = \left[\frac{4G}{3\rho} + \left.\frac{\partial p}{\partial \rho}\right|_S\right]^{\frac{1}{2}} \tag{2-18}$$

是材料的声速，下标S表示等熵过程。

2.2.2　物质点法的求解格式

物质点法中所有的信息均由各质点携带，为了在计算网格上求解t^k时刻的动量方程，需要将质点在t^k时刻的质量、动量、应力、体力和面力等信息映射到计算网格上。采用显式时间积分求解网格的动量方程后，将网格结点的速度变化量和位置变化量映射回质点，以更新质点的速度和位置。质点的应力通过应力更新来计算，首先要计算质点在当前时刻的应变增量，然后通过本构方程计算质点的应力增量。应变增量是应变率的函数，而应变率可以通过计算网格结点的速度得

到。应力更新时可以采用不同的结点速度来计算应变率，对应不同的求解格式，目前有三种：USF、MUSL和USL。

1. 结点速度利用更新后的结点动量$p_{iI}^{k+\frac{1}{2}}$来计算，既$v_{iI}^{k+\frac{1}{2}} = p_{iI}^{k+\frac{1}{2}}/m_I^k$。此格式称为USL格式。
2. 结点速度利用更新后的结点动量再映射回计算网格来计算，即$v_{iI}^{k+\frac{1}{2}} = \sum_{p=1}^{n_p} m_p v_{ip}^{k+\frac{1}{2}} N_{Ip}^k / m_I^k$。此格式称为MUSL格式，它是USL格式的一种改进方案。
3. 结点速度采用未更新的结点动量来计算，即$v_{iI}^{k-\frac{1}{2}} = p_{iI}^{k-\frac{1}{2}}/m_I^k = \sum_{p=1}^{n_p} m_p v_{ip}^{k-\frac{1}{2}} N_{Ip}^k / m_I^k$。此格式称为USF格式。

MUSL格式和USF格式基本相同，只是映射时彼此采用的形函数不同。USL与USF相比，前者数值耗散较大，后者能量守恒性较好。

下面针对MUSL格式描述物质点法具体的求解步骤：

1. 将物质点的质量和动量映射到网格上，以计算网格结点的质量和动量。

$$m_I^k = \sum_{p=1}^{n_p} m_p N_{Ip}^k \tag{2-19}$$

$$p_{iI}^{k-\frac{1}{2}} = \sum_{p=1}^{n_p} m_p v_{ip}^{k-\frac{1}{2}} N_{Ip}^k \tag{2-20}$$

2. 计算结点内力$f_{iI}^{\text{int},k}$、结点外力$f_{iI}^{\text{ext},k}$和总的结点力f_{iI}^k。
3. 在背景网格上积分动量方程。
4. 将更新后的动量$p_{iI}^{k+\frac{1}{2}}$映射到计算网格并施加运动学边界条件来计算结点的速度和加速度。
5. 利用结点的速度变化量和位置变化量来更新质点的位置和速度。
6. 计算应变增量$\triangle\varepsilon_{ijp}^{k+\frac{1}{2}}$及旋量增量$\triangle\omega_{ijp}^{k+\frac{1}{2}}$。

$$\triangle\varepsilon_{ijp}^{k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\sum_{I=1}^{8}[N_{Ip,j}^k v_{iI}^{k+\frac{1}{2}} + N_{Ip,i}^k v_{jI}^{k+\frac{1}{2}}]\triangle t^{k+\frac{1}{2}} \tag{2-21}$$

$$\triangle\omega_{ijp}^{k+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2}\sum_{I=1}^{8}[N_{Ip,j}^k v_{iI}^{k+\frac{1}{2}} - N_{Ip,i}^k v_{jI}^{k+\frac{1}{2}}]\triangle t^{k+\frac{1}{2}} \tag{2-22}$$

7. 更新质点密度

$$\rho_p^{k+1} = \rho_p^k/(1 + \triangle\varepsilon_{iip}^{k+\frac{1}{2}}) \tag{2-23}$$

8. 利用更新后的应变增量和旋量增量来更新应力。
9. 此时物质点包含了所有的物质信息，在下一个时间步内，可以丢弃原有网格采用新的规则的背景网格。

在物质点法中，变形的质点穿过计算网格时引起的应力振荡称为跨网格噪音（cell-crossing-noise）。原因是计算网格形函数的导数在网格之间不连续引起的。Bardenhagen 等基于Petrov-Galerkin离散方案，通过选取不同的形函数和试探函数，发展了一类广义插值的物质点法，即GIMP（Generalized Interpolation Material Point method）[35,133]。在物质点法中，将质点携带的物理量乘以质点特征函数有

$$f(x) = \sum_p f_p \chi_p(x) \tag{2-24}$$

式中$\chi_p(x)$表示质点特征函数，下标p代表属于质点的变量，质点应力和密度用式(2-28)表示。将式(2-11)代入式(2-8)中，可以得到新的动量方程。GIMP中形函数及其导数变为：

$$S_{hp} = \frac{1}{V_p} \int_{\Omega_p \cap \Omega} \chi_p(x) N_h(x) \mathrm{d}\Omega \tag{2-25}$$

$$S_{hp,j} = \frac{1}{V_p} \int_{\Omega_p \cap \Omega} \chi_p(x) N_{h,j}(x) \mathrm{d}\Omega \tag{2-26}$$

不同的GIMP方法的区别在于选择不同的形函数和特征函数作为权函数和试探函数。 MPM是GIMP方法的一个特例，其中权函数取为有限元形函数，特征函数取为Delta函数

$$\chi_p(x) = \delta(x - x_p) V_p \tag{2-27}$$

若取函数$\chi_p(x)$当$x \in \Omega_p$时为1，当$x \notin \Omega_p$ 时为0，就可以得到连续质点的GIMP方法。 GIMP中形函数导数连续，可以有效地抑制由于质点跨越网格而引起的数值噪音。

2.3　冲击波的基本理论与人工体积粘性

当应力波的振幅超过材料的动态屈服强度时，剪切应力相比于静水压力可以忽略不计，此时可以将材料看作流体材料。冲击波是厚度可以忽略的一个强间断面。其波阵面可看作可运动活塞内运动和静止的流体的分界面。设波阵面前压力

为p_0，密度为ρ_0，单位质量内能e_0，温度为T_0，粒子处于静止状态。波阵面后压力为p，温度为T，密度为ρ，单位质量内能为e。波阵面的速度为u_s，其上粒子速度为u_p。研究垂直于波传播方向的单位横截面积的一段材料，如图2.1

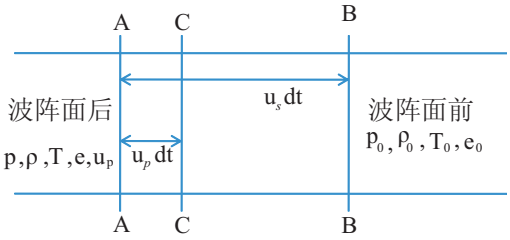


图 2.1　冲击波阵面示意图

初始时刻波阵面处于位置AA，dt时间后波阵面到达位置BB，粒子移动到位置CC处，根据质量守恒定律，原区域AABB中物体的质量与压缩后区域CCBB中物体的质量应该相同，即得到质量方程：

$$\rho_0 u_s = \rho(u_s - u_p) \tag{2-28}$$

由动量守恒得：

$$p - p_0 = \rho_0 u_s u_p \tag{2-29}$$

其中$\rho_0 u_s$称为冲击阻抗。由能量守恒得：

$$\frac{1}{2}\rho_0 u_s u_p^2 + \rho_0 u_s (e - e_0) = p u_p \tag{2-30}$$

由方程(2-29)和方程(2-30)可得到关系式：

$$u_s^2 = \frac{1}{\rho_0^2}\frac{p - p_0}{v_0 - v} \tag{2-31}$$

方程(2-32)表示$p - v$平面上的一条直线，称为瑞利线。同样根据动量方程和能量方程可以得到一条Hugoniot曲线。

$$e - e_0 = \frac{1}{2}(p + p_0)(v_0 - v) \tag{2-32}$$

加上材料的状态方程，目前的方程数也只有四个，而需求解的未知数有5个，即u_s、ρ、u、p和e。Hallquist等人提出了用人工体积粘性方法来解决上述困难[134]，即在压力项中添加人工体积粘性力项，将冲击波的强间断面模糊成连续变化的波阵面，并且加入的人工项不会影响到过渡区域外的计算结果。该方法能有效地处理冲击波问题，已经被广泛应用于大部分波传播问题中。

2.4　本构模型及应力更新算法

2.4.1　弹塑性模型

弹塑性材料单轴拉伸下应力应变曲线示意图如2.2所示。传统的J_2流动理论、J_2形变理论、混合理论、用于岩土的Drucker-Prager模型、用于多孔塑性材料的Gurson模型等都可以用来描述材料的塑性行为。

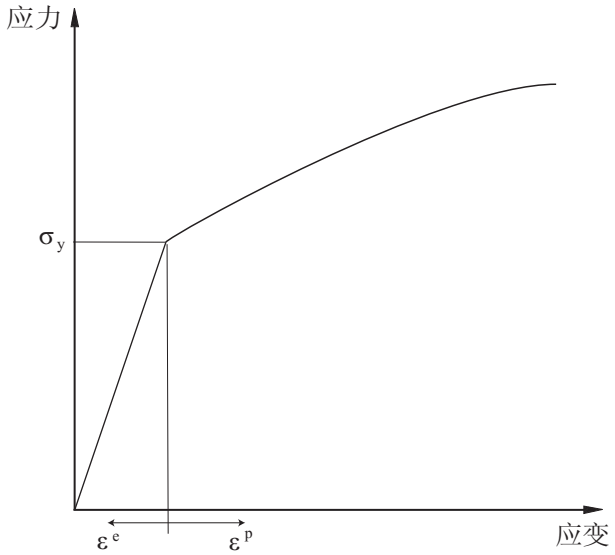


图 2.2　塑性材料单轴拉伸应力应变曲线

屈服条件为：

$$f(\sigma_{ij}, q_\alpha) = 0 \tag{2-33}$$

其中q_α为内变量，与材料的当前状态有关。q_α一般取累积塑性变形或累积塑性功，可由演化方程确定：

$$\dot{q}_\alpha = \dot{\lambda} h_\alpha(\sigma_{ij}, q_\beta) \tag{2-34}$$

其中$\dot{\lambda} \geq 0$是塑性流动因子。通过一致性条件

$$\dot{f} = \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} \dot{\sigma}_{ij} + \frac{\partial f}{\partial q_\alpha} \dot{q}_\alpha = 0 \tag{2-35}$$

来确定。

塑性应变率$\dot{\varepsilon}_{ij}^p$由塑性流动法则确定（如图2.3）

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \dot{\lambda} \frac{\partial g}{\partial \sigma_{ij}} \tag{2-36}$$

其中g为塑性流动势，若$g \equiv f$则为相关联的塑性流动，此时屈服面即可以确定塑性流动方向，如图2.3。

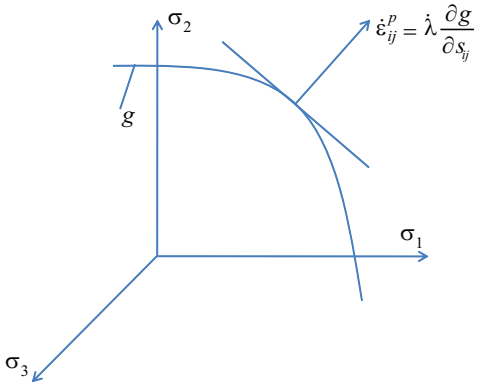


图 2.3　塑性应变

塑性加载（$\dot{\lambda} > 0$）时，应力点要控制在屈服面上，即$f = 0$。

大变形问题一般采用亚弹性-塑性理论，变形率张量分解成弹性和塑性部分分别求解，即

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \dot{\varepsilon}_{ij}^{e} + \dot{\varepsilon}_{ij}^{p} \tag{2-37}$$

本构关系中采用Jaumann应力率，可由应变率张量求得，即

$$\sigma_{ij}^{\nabla} = C_{ijkl}^{\sigma J}(\dot{\varepsilon}_{kl} - \dot{\varepsilon}_{kl}^{p}) \tag{2-38}$$

若屈服函数是应力不变量函数时，满足：

$$\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}\dot{\sigma}_{ij} = \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}\sigma_{ij}^{\nabla} \tag{2-39}$$

结合式(2-34)、式(2-35)、式(2-38)、式(2-39)及塑性流动方向矢量$r_{ij} = \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}$可得到塑性流动因子的表达式：

$$\dot{\lambda} = \frac{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}C_{ijkl}^{\sigma J}\dot{\varepsilon}_{kl}}{\frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}}C_{ijkl}^{\sigma J}r_{kl} - \frac{\partial f}{\partial q_{\alpha}}h_{\alpha}} \tag{2-40}$$

利用式(2-36)、式(2-38)、式(2-40)推导出：

$$\sigma_{ijkl}^{\nabla} = C_{ijkl}^{\mathrm{ep}}\dot{\varepsilon}_{kl} \tag{2-41}$$

其中C_{ijkl}^{ep}为切向弹塑性模量。

线性亚弹性模型中有

$$C_{ijkl}^{\sigma J} = 2GI_{ijkl}^{\mathrm{dev}} + K\delta_{ij}\delta_{kl} \tag{2-42}$$

G和K分别表示剪切模量和体积模量，

$$I_{ijkl}^{\mathrm{dev}} = \frac{1}{2}(\delta_{ik}\delta_{jl} + \delta_{il}\delta_{jk}) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\delta_{kl} \tag{2-43}$$

为四阶对称偏张量。对于任意对称偏张量s_{ij}有

$$C_{ijkl}^{\sigma J} s_{kl} = 2G s_{ij} \tag{2-44}$$

2.4.2　应力更新算法

应力更新算法的目的是给定t^n时刻的应变增量$\triangle\varepsilon^{n+\frac{1}{2}} = \dot{\varepsilon}^{n+\frac{1}{2}}\triangle t^{n+\frac{1}{2}}$和状态量$\sigma_{ij}^n$、$\varepsilon_{ij}^{pn}$、$q_\alpha^n$求$t^{n+1}$时刻满足加卸载条件的状态量$\sigma_{ij}^{n+1}$、$\varepsilon_{ij}^{p(n+1)}$、$q_\alpha^{n+1}$[135,136]。应力更新常用的算法是返回映射法，首先第一步是弹性预测步，即假定材料处于弹性状态，由应变增量$\triangle\varepsilon^{n+\frac{1}{2}}$得到弹性试探应力$\sigma_{ij}^{*(n+1)}$。如当前的试探应力点未超出屈服面，则试探应力即为所求的应力值；如果超出屈服面，则要进入下一步的塑性修正，使应力点返回到t^{n+1}时刻的屈服面上。向后欧拉格式是将t^{n+1}时刻的塑性流动方向r_{ij}^{n+1}作为塑性应变增量$\triangle\varepsilon_{ij}^p$的方向，将内变量增量$\triangle q_\alpha$的方向取为$t^{n+1}$时刻的内变量变化率方向$h_\alpha^{n+1}$，此外更新后的应力状态$\sigma_{ij}^{n+1}$需满足$t^{n+1}$时刻的屈服条件。即：

$$\varepsilon_{ij}^{p(n+1)} = \varepsilon_{ij}^{pn} + \triangle\lambda^{n+1} r_{ij}^{n+1} \tag{2-45}$$

$$q_\alpha^{n+1} = q_\alpha^n + \triangle\lambda^{n+1} h_\alpha^{n+1} \tag{2-46}$$

$$f^{n+1} = f(\sigma_{ij}^{n+1}, q_\alpha^{n+1}) = 0 \tag{2-47}$$

其中$\triangle\lambda^{n+1} = \dot{\lambda}^{n+1}\triangle t^{n+\frac{1}{2}}$。

在弹性预测步，不会产生新的塑性应变和内变量，由公式(2-38)t^{n+1} 时刻的应力为：

$$\sigma_{ij}^{n+1} = \sigma_{ij}^n + \dot{\sigma}_{ij}^{n+\frac{1}{2}}\triangle t^{n+\frac{1}{2}} = \sigma_{ij}^{R^n} + C_{ijkl}^{\nabla J}(\triangle\varepsilon_{kl}^{n+\frac{1}{2}} - \triangle\varepsilon_{kl}^{p(n+\frac{1}{2})}) = \sigma_{ij}^{*(n+1)} + \triangle\sigma_{ij}^{n+1} \tag{2-48}$$

式中

$$\sigma_{ij}^{R^n} = \sigma_{ij}^n + [\sigma_{ik}^n \Omega_{jk}^{n+\frac{1}{2}} + \sigma_{jk}^n \Omega_{ik}^{n+\frac{1}{2}}]\triangle t^{n+\frac{1}{2}} \tag{2-49}$$

表示旋转后的应力张量，

$$\sigma_{ij}^{*(n+1)} = \sigma_{ij}^{R^n} + C_{ijkl}^{\nabla J} \triangle \varepsilon_{kl}^{n+\frac{1}{2}} = \sigma_{ij}^{R^n} + 2G \triangle \varepsilon_{ij}^{'n+\frac{1}{2}} + K \triangle \varepsilon_{kk}^{n+\frac{1}{2}} \delta_{ij} \tag{2-50}$$

表示试探应力，

$$\triangle \sigma_{ij}^{n+1} = -C_{ijkl}^{\nabla J} \triangle \varepsilon_{kl}^{p(n+\frac{1}{2})} = -\triangle \lambda^{n+1} C_{ijkl}^{\sigma J} r_{kl}^{n+1} \tag{2-51}$$

表示修正后的应力，此应力点满足t^{n+1}时刻的屈服条件。

综上弹性试探状态为

$$q_{\alpha}^{*(n+1)} = q_{\alpha}^{n} \tag{2-52}$$

$$f^{*(n+1)} = f(\sigma_{ij}^{*(n+1)}, q_{\alpha}^{*(n+1)}) = f(\sigma_{ij}^{*(n+1)}, q_{\alpha}^{n}) \tag{2-53}$$

其中试探应力的表达式见公式(2-50)。

如果屈服函数是凸函数，那么塑性加载-卸载可由试探状态唯一确定[137]。若试探屈服函数$f^{*(n+1)} < 0$，表明没有塑性应变的产生，此时试探应力即为真实解。若$f^{*(n+1)} > 0$，表明产生新的塑性变形，此时要进行塑性修正来满足屈服条件$f(\sigma_{ij}^{n+1}, q_{\alpha}^{n+1}) = 0$。

J_2流动理论中，屈服条件为

$$f(\sigma_{ij}, q_{\alpha}) = \sqrt{3J_2} - \sigma_y(\varepsilon^p) = 0 \tag{2-54}$$

其中ε^p为累计有效塑性应变，σ_y为单轴拉伸屈服应力

$$J_2 = \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij} \tag{2-55}$$

是应力偏量s_{ij}的第二不变量。

在Mises屈服模型中，屈服函数中没有压力项的影响，主应力空间中屈服面为圆柱面，对于各向同性硬化模型，圆柱面的形状和位置均不变，只有半径不断增大。在机动硬化模型中，圆柱面的形状和大小均不变，位置发生改变。J_2流动理论的屈服面在π平面上是圆，其法向方向为径向，如图2.4。此时返回映射法退化为径向返回法。

对于相关联的塑性流动法则，将公式(2-54)对σ_{ij}求导得塑性流动方向：

$$r_{ij} = \frac{\partial f}{\partial \sigma_{ij}} = \frac{3 s_{ij}}{2 s} = \sqrt{\frac{3}{2}} n_{ij} \tag{2-56}$$

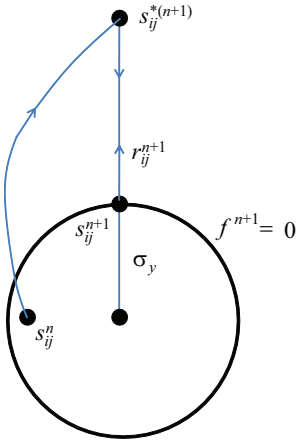


图 2.4　径向返回法

式中$n_{ij}=\frac{s_{ij}}{\|s_{ij}\|}$代表屈服面法向的单位张量。在$J_2$流动理论中，塑性流动方向即为偏应力方向。将公式(2-56)代入公式(2-36)得

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p}=\sqrt{\frac{3}{2}}\dot{\lambda}n_{ij} \tag{2-57}$$

J_2流动理论中体积塑性应变为零，有效塑性应变率为

$$\dot{\varepsilon}^{p}=\sqrt{\frac{2}{3}\dot{\varepsilon}_{ij}^{p}\dot{\varepsilon}_{ij}^{p}}=\dot{\lambda} \tag{2-58}$$

J_2流动理论中$q_\alpha=\varepsilon^p,h_\alpha=1$。对于公式(2-45)和公式(2-46)有：

$$\varepsilon_{ij}^{p(n+1)}=\varepsilon_{ij}^{pn}+\sqrt{\frac{3}{2}}\triangle\lambda^{n+1}n_{ij}^{n+1} \tag{2-59}$$

$$\varepsilon^{p(n+1)}=\varepsilon^{pn}+\triangle\lambda^{n+1} \tag{2-60}$$

将式(2-56)、式(2-59)、式(2-60)代入式(2-51)，并考虑r_{ij}为偏张量得

$$\triangle\sigma_{ij}^{n+1}=-\sqrt{6}G\triangle\lambda^{n+1}n_{ij}^{n+1} \tag{2-61}$$

将上式代入式(2-48)得偏应力的更新公式为

$$s_{ij}^{n+1}=s_{ij}^{*(n+1)}-\sqrt{6}G\triangle\lambda^{n+1}n_{ij}^{n+1} \tag{2-62}$$

n_{ij}^{n+1}为偏张量，s_{ij}^{n+1}和$s_{ij}^{*(n+1)}$与其同方向，将上式同乘n_{ij}^{n+1}后得

$$s^{n+1}=s^{*(n+1)}-3G\triangle\lambda^{n+1} \tag{2-63}$$

将上式代入式(2-54)得

$$f(\triangle\lambda^{n+1}) = s^{*(n+1)} - 3G\triangle\lambda^{n+1} - \sigma_y(\varepsilon^{p(n+1)}) = 0 \tag{2-64}$$

为t^{n+1}时刻的屈服条件，由上式可得

$$\frac{\partial f(\triangle\lambda^{n+1})}{\partial\triangle\lambda^{n+1}} = -3G - E^p(\varepsilon^{p(n+1)}) \tag{2-65}$$

其中

$$E^p(\varepsilon^{p(n+1)}) = \frac{\mathrm{d}\sigma_y}{\mathrm{d}\varepsilon^p}|_{\varepsilon^p=\varepsilon^{p(n+1)}} \tag{2-66}$$

是塑性模量。线性强化问题中，E^p是常数，线性强化方程$\sigma_y(\varepsilon^{p(n+1)}) = \sigma_y(\varepsilon^{pn}) + E^p\triangle\varepsilon^{p(n+1)}$代入式(2-64)得

$$\triangle\lambda^{n+1} = \frac{f^{*(n+1)}}{3G + E^p} \tag{2-67}$$

其中$f^{*(n+1)} = s^{*(n+1)} - \sigma_y(\varepsilon^{pn})$为试探屈服函数。由此可知，在线性强化的$J_2$流动理论中，应力更新不需要迭代算法。等效塑性应变增量可由公式(2-67)直接求得，利用等效塑性应变增量求得等效塑性应变，进而更新屈服应力以及偏应力。

对于非线性强化模型，E^p是与$\varepsilon^{p(n+1)}$相关的量，此时方程(2-64)是非线性方程，需要用迭代法求解。令$\triangle\lambda^{n+1}_{(k)}$表示$\triangle\lambda^{n+1}$的第$k$次迭代，$\varepsilon^{p(n+1)}_{(k)}$代表$\varepsilon^{p(n+1)}$的第$k$次迭代值。具体迭代过程为

1. 初始化

$$k = 0 : \triangle\lambda^{n+1}_{(0)} = 0, \varepsilon^{p(n+1)}_{(0)} = \varepsilon^{pn}, f(\triangle\lambda^{n+1}_{(0)}) = s^{*(n+1)} - \sigma_y(\varepsilon^{pn})$$

2. 计算等效塑性应变增量

$$\triangle\lambda^{n+1}_{(k+1)} = \triangle\lambda^{n+1}_{(k)} - \frac{f(\triangle\lambda^{n+1}_{(k)})}{3G + E^p(\varepsilon^{p(n+1)}_{(k)})}$$

3. 更新等效塑性应变

$$\varepsilon^{p(n+1)}_{(k+1)} = \varepsilon^{p(n+1)}_{k} + \triangle\lambda^{n+1}_{(k)}$$

4. 若

$$f(\triangle\lambda^{n+1}_{(k+1)}) = s^{*(n+1)} - 3G\triangle\lambda^{n+1}_{(k+1)} - \sigma_y(\varepsilon^{p(n+1)}_{(k+1)})$$

大于给定的收敛容限值TOL，则令$k = k + 1$，转向 2 继续迭代。否则迭代结束。取$\triangle\lambda^{n+1} = \triangle\lambda^{n+1}_{(k+1)}$，$\varepsilon^{p(n+1)} = \varepsilon^{p(n+1)}_{(k+1)}$，进而来更新应力。

2.4.3 连续损伤模型

连续损伤模型基于相关联塑性流动和Mises屈服准则[95]，屈服函数的表达式为：

$$\phi = \tilde{\sigma} - \sigma_y \tag{2-68}$$

$\tilde{\sigma} = \frac{\sigma_e}{1-D}$是等效应力，其中$D$是各向同性损伤量，$0 \leq D \leq 1$，$\sigma_e$是Mises等效应力。屈服应力的表达式为

$$\sigma_y = Y^0 + Q_1(1 - \exp(-c_1 r)) + Q_2(1 - \exp(-c_2 r)) \tag{2-69}$$

r是损伤累积塑性应变，$\tilde{\sigma}\dot{r} = \sigma_e \dot{\varepsilon}_e^p$, 损伤累积应变率$\dot{r}$形式为：

$$\dot{r} = (1 - D)\dot{\varepsilon}_e^p \tag{2-70}$$

其中当$r \leq r_D$时，$\dot{D} = 0$, 当$r > r_D$时，$\dot{D} = \frac{\bar{y}}{S(1-D)}\dot{r}$。$r_D$是初始损伤值。$S$是正的材料常数，应变能密度释放率$\bar{y}$定义为：

$$\bar{y} = \frac{\sigma_e^2 R_v}{2E(1 - D)^2} \tag{2-71}$$

其中

$$R_v = \frac{2}{3}(1 + v) + 3(1 - 2v)(\frac{p}{\sigma_e})^2 \tag{2-72}$$

v是泊松比，p是静水压力。

屈服函数关于损伤累积塑性应变增加$\triangle\lambda$是非线性关系，应该采用上节描述的迭代法求解。另外每一时间步更新的损伤量D对于应力更新也有贡献。应力更新的表达式为：

$$S_{ij}^{n+1} = \frac{S_{ij}^{*(n+1)}}{1 + \frac{3G*\triangle r}{\sigma_y^{n+1}(1-D)}} \tag{2-73}$$

式中S_{ij}^{n+1}和$S_{ij}^{*(n+1)}$分别表示t^{n+1}时刻的偏应力值和其试探值。σ_y^{n+1}表示t^{n+1}时刻的屈服应力，$\triangle r$表示损伤累积应变增量，D是损伤量。

通过Taylor杆算例验证所添加模型的正确性，其中Taylor杆算例中冲击速度为50m/s，材料密度为$\rho = 2700\text{kg/m}^3$,杨氏模量$E = 70\text{GPa}$,泊松比$v = 0.3$, 初始屈服应力$Y^0 = 364.5\text{MPa}$，临界损伤量$D_c = 0.1$表示损伤量达到此值，质点就发生失效。材料参数$Q_1 = 334.7\text{MPa}, c_1 = 6.16, Q_2 = 0\text{MPa}, c_2 = 0, r_D = 0.18, S = 0.5\text{MPa}$。

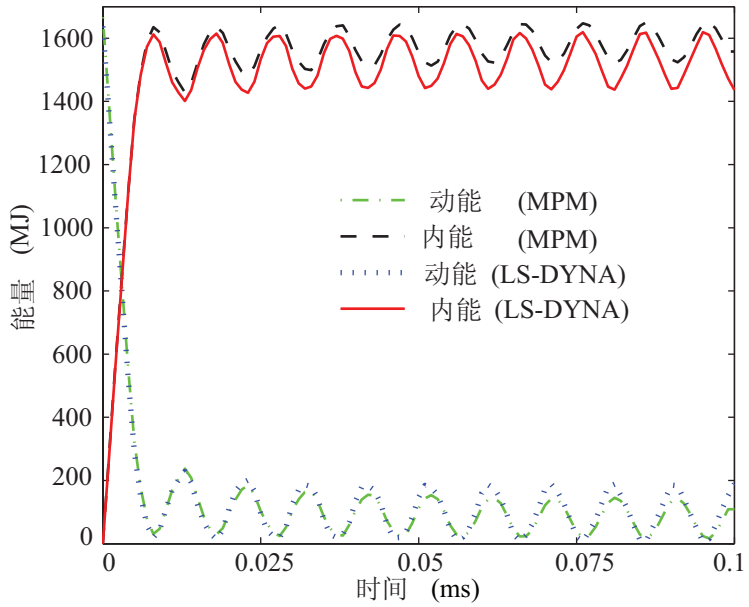


图 2.5　Taylor杆问题能量随时间变化曲线

图2.5给出了分别通过商业软件LS-DYNA和MPM计算得到的能量随时间变化的曲线。从图中可以看到两者吻合较好，说明所添加的连续损伤模型是正确的，可以将其应用于飞机蒙皮等金属材料发生塑性变形及损伤失效时的力学行为。

2.5　本章小结

本章从控制方程、离散方程到求解格式详细介绍了物质点法的基本原理和实现过程，简单介绍了冲击波理论和人工体积粘性，以相关联的J_2流动法则为例，着重介绍了应力更新方式，并给出在物质点法中添加的损伤模型与商业软件LS-DYNA的结果对比，验证实现的应力更新算法的正确性。该模型常作为金属材料发生失效破坏时的本构模型，可以模拟飞机蒙皮在受到撞击产生破坏等情况下的力学行为。其中本构模型的推导适用于在物质点法中添加一般的基于Mises准则的非线性本构模型的应力更新迭代方法，为进一步添加各种模型给出了参考。

第 3 章　泡沫铝材料动态压缩性能的物质点法数值模拟研究

3.1　引言

在准静态或中低速压缩时，泡沫铝材料可以看作均匀的实体材料，但此时需要选择合适的本构模型来很好地描述泡沫铝材料应力应变曲线的特点，即初始的弹性段，中间的平台应力段以及压实段。引言中介绍的泡沫铝本构模型大多比较复杂，参数较多，通用性较弱。 Deshpande-Fleck泡沫模型以其形式简单，依赖实验给出的参数较少，而且方便在模型中考虑相对密度对力学性能的影响，以及容易引入失效模型等优势，被商业软件LS-DYNA引入到材料库中，并得到了广泛的应用。

本章的主要工作是将Deshpande-Fleck泡沫模型和体积应变失效模式引入到三维物质点法程序MPM3D中，通过Taylor杆实验验证了模型的正确性，实现了对泡沫铝材料动态压缩性能的三维仿真模拟，并通过实验及LS-DYNA软件比较了泡沫铝压缩下的变形量及泡沫铝内部各部分的应变随时间的变化情况。

3.2　模型介绍

图3.1、 图3.2、 图3.3、 图3.4给出了文献[94]中低密度Alporas泡沫、高密度Alporas泡沫以及Duocel泡沫初始屈服面形状及分别在1.0MPa、2.0MPa、0.5MPa载荷压缩下的屈服面的曲线形状[94]，其中各点是文献[94]中得到的实验数据，曲线是根据实验点拟合的二次曲线，从图中可以看出在轴向载荷作用下，屈服面的形状基本不变，在静水压力作用下，屈服面沿着压力轴扩展，即压力项影响着屈服面形状的变化。

Deshpande和Fleck等人根据Alporas泡沫和Duocel泡沫压缩实验给出泡沫金属的屈服准则是基于Mises准则，其中屈服面的形状由σ_e和σ_m共同控制，屈服函数定义为[94]：

$$\Phi = \hat{\sigma} - \sigma_y \le 0 \tag{3-1}$$

其中$\hat{\sigma}$是等效应力，表达式为：

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{(\sigma_e)^2 + (\alpha * \sigma_m)^2}{1 + \left(\frac{\alpha}{3}\right)^2} \tag{3-2}$$

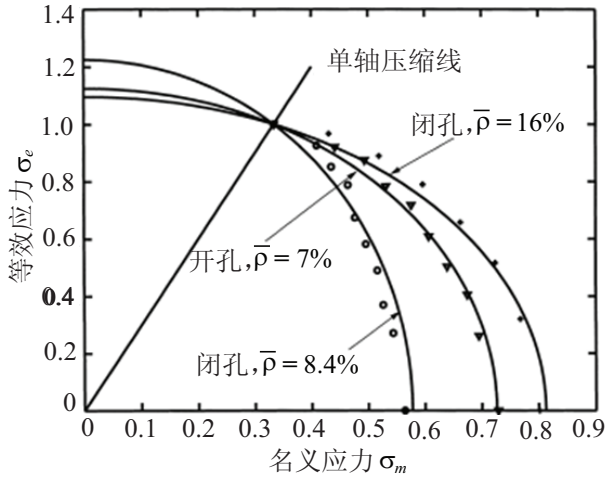


图 3.1　三种不同泡沫金属初始屈服面形状

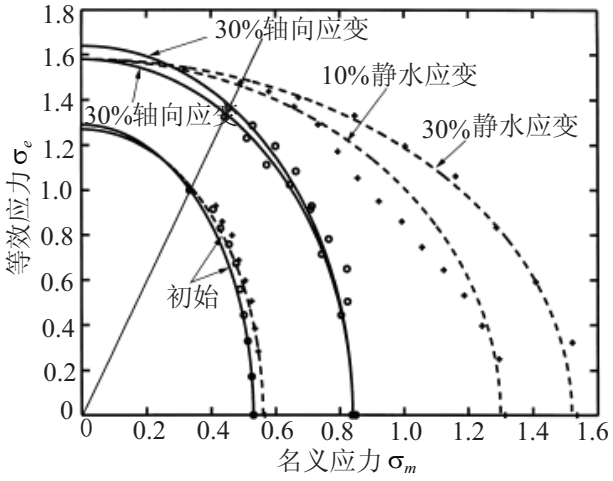


图 3.2　屈服强度为1.0MPa时低密度闭孔泡沫金属屈服面形状

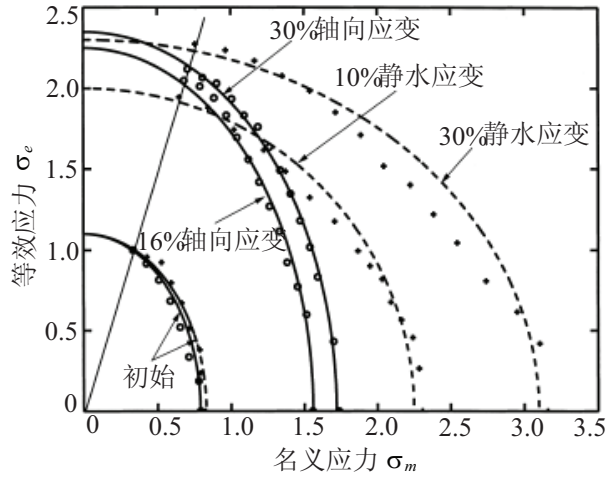


图 3.3　屈服强度为2.0MPa时高密度闭孔泡沫金属屈服面形状

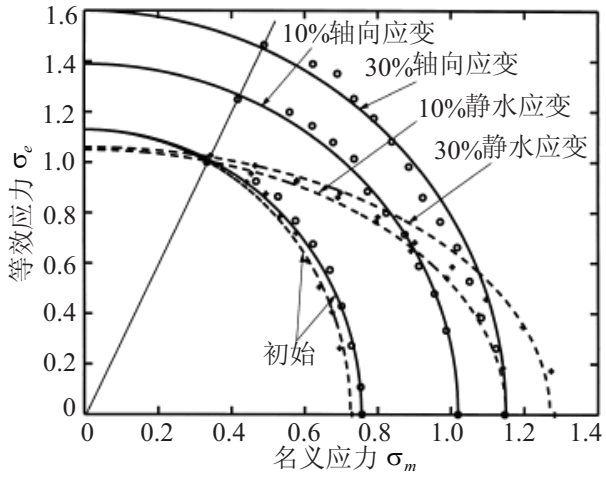


图 3.4　屈服强度为0.5MPa时开孔泡沫金属屈服面形状

其中

$$\sigma_e = \sqrt{\frac{3}{2}\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{dev}} : \boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{dev}}}$$

是von Mises等效应力，

$$\sigma_m = \frac{1}{3}\mathrm{tr}\,(\boldsymbol{\sigma})$$

是球应力，单轴压缩下塑性泊松比与α的关系如图3.5[94]，表达式为

$$\nu^p = -\frac{\dot{\varepsilon}^p_{11}}{\dot{\varepsilon}^p_{33}} = \frac{(1/2) - (\alpha/3)^2}{1 + (\alpha/3)^2} \tag{3-3}$$

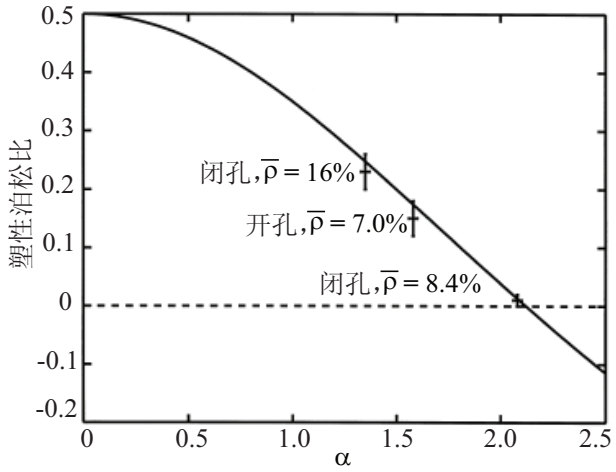


图 3.5　塑性泊松比与参数α的关系曲线

因此可以通过单轴压缩下测量的塑性泊松比值求得α值，进而得到含有静水压力项的屈服面形状。当$\alpha^2 = 4.5$，$\nu^p = 0$,即单轴压缩不会产生横向塑性变形，这

意味着工程应力与真实应力相同；当$\alpha^2 = 0$时屈服准则退化为 von Mises 屈服准则[138]。

方程(3-1)和方程(3-2)描述了屈服面是（σ_m, σ_e）空间中的椭球面，单轴拉伸或压缩时，屈服强度为σ_y；静水压力下屈服强度为$\frac{\sqrt{1+(\alpha/3)^2}}{\alpha}\sigma_y$。采用相关联的塑性流动法则，塑性应变率的表达式为

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p} = \frac{1}{H}\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}}\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{kl}}\sigma_{kl}^{\nabla} \tag{3-4}$$

式中σ_{kl}^{∇}是焦曼应力率，H是硬化模量。公式(5-4)由一致性条件简化得：

$$\dot{\Phi} = 0 = \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}}\sigma_{ij}^{\nabla} + \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_y}\dot{\sigma}_y \tag{3-5}$$

由方程3-5得$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_y} = -1$，代入上式(5-5)进一步简化得

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}}\sigma_{ij}^{\nabla} = \dot{\sigma}_y \tag{3-6}$$

将方程(5-6)代入方程(5-4)得

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p} = \frac{\dot{\sigma}_y}{H}\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} \tag{3-7}$$

引入等效塑性应变率$\dot{\hat{\varepsilon}}$，其与等效应力$\hat{\sigma}$为塑性功率成共轭关系。即

$$\hat{\sigma}\dot{\hat{\varepsilon}} \equiv \sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^{p} \tag{3-8}$$

将方程(5-7)代入(5-8)，并由屈服函数Φ中应力$\boldsymbol{\sigma}$是一次函数关系得

$$\dot{\hat{\varepsilon}} = \frac{\dot{\sigma}_y}{H} = \frac{\dot{\hat{\sigma}}}{H} \tag{3-9}$$

因此方程(5-7)可表示为

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^{p} = \dot{\hat{\varepsilon}}\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} = \dot{\lambda}\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_{ij}} \tag{3-10}$$

$\dot{\lambda}$是塑性流动因子，q_α是内变量，也称硬化参数，加载-卸载条件可以表示为：

$$\dot{\lambda} \geq 0, \Phi \leq 0, \dot{\lambda}\Phi = 0 \tag{3-11}$$

上式表明弹性加载或卸载不产生塑性流动（$\dot{\lambda} = 0$），且应力点位于屈服面内，即$\Phi < 0$；塑性加载（$\dot{\lambda} > 0$）时，应力点必须保持在屈服面上，即$\Phi = 0$。塑性应变率可表示为：

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^{p} = \dot{\lambda}\frac{\partial \Phi}{\partial \boldsymbol{\sigma}} = \dot{\hat{\varepsilon}}\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_e}\frac{\partial \sigma_e}{\partial \boldsymbol{\sigma}} + \dot{\hat{\varepsilon}}\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_m}\frac{\partial \sigma_m}{\partial \boldsymbol{\sigma}} \tag{3-12}$$

此处

$$\frac{\partial\sigma_e}{\partial\boldsymbol{\sigma}}=\frac{3\boldsymbol{\sigma}^{\mathrm{dev}}}{2\sigma_e},\ \frac{\partial\sigma_m}{\partial\boldsymbol{\sigma}}=\frac{1}{3}\boldsymbol{I},\ \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_e}=\frac{1}{1+\left(\frac{\alpha}{3}\right)^2}\frac{\sigma_e}{\hat{\sigma}},\ \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_m}=\frac{\alpha^2}{1+\left(\frac{\alpha}{3}\right)^2}\frac{\sigma_m}{\hat{\sigma}} \tag{3-13}$$

塑性应变率分为两部分：

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p=\dot{\varepsilon}_e\boldsymbol{n}+\frac{1}{3}\dot{\varepsilon}_m\boldsymbol{I} \tag{3-14}$$

其中

$$\dot{\varepsilon}_e=\sqrt{\frac{2}{3}\boldsymbol{\varepsilon}^{p,\mathrm{dev}}:\boldsymbol{\varepsilon}^{p,\mathrm{dev}}}=\frac{\dot{\hat{\varepsilon}}}{1+\left(\frac{\alpha}{3}\right)^2}\frac{\sigma_e}{\hat{\sigma}}=\dot{\hat{\varepsilon}}\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_e} \tag{3-15}$$

为Von Mises 等效塑性应变率，

$$\dot{\varepsilon}_m=\mathrm{tr}\left(\boldsymbol{\varepsilon}^p\right)=\frac{\alpha^2\dot{\hat{\varepsilon}}}{1+\left(\frac{\alpha}{3}\right)^2}\frac{\sigma_m}{\hat{\sigma}}=\dot{\hat{\varepsilon}}\frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_m} \tag{3-16}$$

为塑性体积应变率。将方程(3-15)和方程(3-16)代入方程(3-2)并进行简化得

$$\dot{\hat{\varepsilon}}^2=[1+(\frac{\alpha}{3})^2](\dot{\varepsilon}_e^2+\frac{1}{\alpha^2}\dot{\varepsilon}_m^2) \tag{3-17}$$

屈服应力表达式为：

$$\sigma_y=\sigma_p+\gamma\frac{\hat{\varepsilon}}{\varepsilon_D}+\alpha_2\ln\left(\frac{1}{1-\left(\frac{\hat{\varepsilon}}{\varepsilon_D}\right)^\beta}\right) \tag{3-18}$$

其中σ_p为初始屈服应力，α_2，γ，β是与密度相关的材料参数[139]，

$$\varepsilon_D=-\frac{9+\alpha^2}{3\alpha^2}\ln\left(\frac{\rho_f}{\rho_{f_0}}\right) \tag{3-19}$$

是压实应变。此处ρ_f是泡沫金属的密度，ρ_{f_0}是基体材料的密度。

Deshpande-Fleck泡沫模型采用亚弹性-塑性理论，即认为弹性变形相比于塑性变形很小，将变形率张量$\dot{\varepsilon}$分为弹性和塑性两部分，即:

$$\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}=\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^e+\dot{\boldsymbol{\varepsilon}}^p \tag{3-20}$$

其中上标e,p分别代表弹性和塑性部分。$t+\mathrm{d}t$时刻的应力$\sigma_{ij}(t+\mathrm{d}t)$可以通过对应力率积分得到，即：

$$\sigma_{ij}(t+\mathrm{d}t)=\sigma_{ij}(t)+\dot{\sigma}_{ij}\mathrm{d}t \tag{3-21}$$

由于柯西应力张量的物质导数$\dot{\sigma}_{ij}$受刚体转动的影响，不是客观张量，因此在本构关系中应使用焦曼应力率[136]:

$$\sigma_{ij}^{\nabla}=\dot{\sigma}_{ij}-\sigma_{ik}\Omega_{jk}-\sigma_{jk}\Omega_{ik} \tag{3-22}$$

其中Ω_{jk}为旋率张量。焦曼应力率σ_{ij}^{∇}可根据本构关系由变形率张量$\dot{\varepsilon}_{ij}^{e}$求得，即：

$$\sigma^{\nabla J}=K\mathrm{tr}(\dot{\varepsilon}^{e})I+2G\dot{\varepsilon}^{e,\mathrm{dev}} \tag{3-23}$$

其中G,K分别为剪切模量和体积模量，I为二阶单位张量，$\dot{\varepsilon}^{e,\mathrm{dev}}$为弹性应变率张量的偏量部分。

3.3　应力更新

本构积分算法的目的是给定t^{n}时刻的状态量$\sigma_{ij}^{n},\varepsilon_{ij}^{pn},q_{\alpha}^{n}$和应变增量$\triangle\varepsilon^{n+\frac{1}{2}}=\dot{\varepsilon}^{n+\frac{1}{2}}\triangle t^{n+\frac{1}{2}}$，求$t^{n+1}$时刻的状态量。采用返回映射算法，初始弹性预测步假定材料仍处于弹性阶段，由应变增量$\triangle\varepsilon^{n+\frac{1}{2}}$得到弹性试探应力$\sigma_{ij}^{*(n+1)}$。此时应力状态一般会偏离$t^{n+1}$时刻的屈服面；塑性修正步对应力状态进行修正，使其返回到t^{n+1}时刻的屈服面上。弹性试探应力为：

$$\boldsymbol{\sigma}^{*(n+1)}=\boldsymbol{\sigma}^{n}+\left(\boldsymbol{\sigma}^{n}\boldsymbol{\Omega}^{n+\frac{1}{2}}+\boldsymbol{\sigma}^{n}\boldsymbol{\Omega}^{T(n+\frac{1}{2})}\right)\triangle t^{n+1}+K\mathrm{tr}\left(\triangle\varepsilon^{n+1}\right)\boldsymbol{I}+2G\triangle\boldsymbol{\varepsilon}^{\mathrm{dev},n+1} \tag{3-24}$$

t^{n+1}时刻的等效应力试探值为：

$$\hat{\sigma}^{*(n+1)}=\sqrt{\frac{1}{1+(\frac{\alpha}{3})^{2}}\left(\left(\sigma_{e}^{*(n+1)}\right)^{2}+\alpha^{2}\left(\sigma_{m}^{*(n+1)}\right)^{2}\right)} \tag{3-25}$$

屈服函数为：

$$\Phi^{*(n+1)}=\hat{\sigma}^{*(n+1)}-Y\left(\hat{\varepsilon}^{n}\right) \tag{3-26}$$

此处屈服函数为凸函数，塑性加载或卸载可用试探状态唯一确定，若$\Phi^{*(n+1)}<0$，表明试探状态仍然弹性状态，此过程没有产生新的塑性变形，因此弹性试探解为真实解。若$\Phi^{*(n+1)}>0$，表明产生新的塑性应变，需要通过塑性修正步对弹性试探状态进行修正，使弹性试探应力在t^{n+1}时刻的塑性流动方向r_{ij}^{n+1}上的投影满足屈服条件$\Phi\left(\sigma_{ij}^{n+1},q_{\alpha}^{n+1}\right)=0$，如图3.6。

此处关于$\triangle\sigma_{ij}^{n+1}$，$\triangle q_{\alpha}^{n+1}$，$\triangle\hat{\varepsilon}^{n+1}$的是一组非线性的方程组，故采用迭代求解[137]。

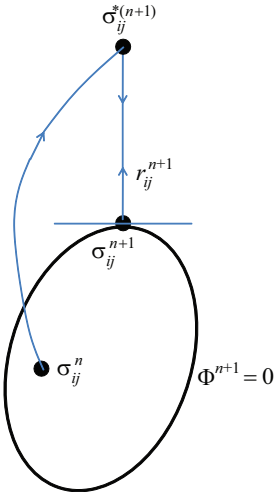


图 3.6　映射返回算法

塑性修正步中，为满足屈服条件$\Phi\left(\sigma_{ij}^{n+1}, q_{\alpha}^{n+1}\right)=0$，在试探应力$\boldsymbol{\sigma}^{*(n+1)}$中减去塑性修正项$\triangle\sigma_{ij}^{n+1}$：

$$\triangle\sigma_{ij}^{n+1}=K\triangle\varepsilon_{m}^{p(n+1)}\delta_{ij}+2G\triangle\varepsilon_{e}^{n+1}n_{ij}^{n+1} \tag{3-27}$$

此处应力修正分别对偏应力和球应力各自修正：

$$\sigma_{m}^{n+1}=\sigma_{m}^{*(n+1)}-K\triangle\hat{\varepsilon}_{m}^{n+1}=\frac{\sigma_{m}^{*(n+1)}}{1+\frac{K\triangle\hat{\varepsilon}^{n+1}\alpha^{2}}{(1+(\frac{\alpha}{3})^{2})\hat{\sigma}^{n+1}}} \tag{3-28}$$

$$\sigma_{e}^{n+1}=\sigma_{e}^{*(n+1)}-3G\triangle\hat{\varepsilon}_{e}^{n+1}=\frac{\sigma_{e}^{*(n+1)}}{1+\frac{3G\triangle\hat{\varepsilon}^{n+1}}{(1+(\frac{\alpha}{3})^{2})\hat{\sigma}^{n+1}}} \tag{3-29}$$

方程(3-27)中，$\triangle\varepsilon_{m}^{n+1}$和$\triangle\varepsilon_{e}^{n+1}$分别为体积塑性应变和 Von Mises等效塑性应变，根据公式(3-15)和公式(3-16)得：

$$\triangle\varepsilon_{m}^{n+1}=\triangle\hat{\varepsilon}^{n+1}\frac{\alpha^{2}}{1+(\frac{\alpha}{3})^{2}}\frac{\sigma_{m}^{n+1}}{\hat{\sigma}^{n+1}} \tag{3-30}$$

$$\triangle\varepsilon_{e}^{n+1}=\triangle\hat{\varepsilon}^{n+1}\frac{1}{1+(\frac{\alpha}{3})^{2}}\frac{\sigma_{e}^{n+1}}{\hat{\sigma}^{n+1}} \tag{3-31}$$

综上所述，算法描述如下：

1. 更新$n+1$步的体积和密度。
2. 计算$n+1$步的试探应力，试探Mises等效应力，试探泡沫金属等效应力$\hat{\sigma}^{*(n+1)}$。

3. 计算试探屈服应力$\Phi^{*(n+1)} = \hat{\sigma}^{*(n+1)} - Y^n$，如果$\Phi^{*(n+1)} \le 0$，弹性试探状态即为真实状态，否则进行下面第4步塑性修正。
4. 屈服条件$\Phi^{n+1} = \hat{\sigma}^{n+1} - Y(\hat{\varepsilon}^{n+1}) = 0$关于$\hat{\varepsilon}^{n+1}$是非线性方程，可以采用迭代求解。令$\triangle\hat{\varepsilon}_k^{n+1}$表示$\triangle\hat{\varepsilon}^{n+1}$的第$k$次迭代，$\hat{\varepsilon}_k^{n+1}$表示$\hat{\varepsilon}^{n+1}$的第$k$次迭代。迭代过程描述如下：

(a) 初始化

$$k = 0; \triangle\hat{\varepsilon}_{(0)}^{n+1} = 0; \hat{\varepsilon}_{(0)}^{n+1} = \hat{\varepsilon}^n; \Phi_{(0)}^{n+1} = \hat{\sigma}^{*(n+1)} - Y^n \tag{3-32}$$

(b) 计算

$$\left.\frac{\partial\Phi}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}}\right|_{\triangle\hat{\varepsilon}=\triangle\hat{\varepsilon}_k^{n+1}} = \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_e} * \frac{\partial\sigma_e}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}} + \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_m} * \frac{\partial\sigma_m}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}} + \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_y} * \frac{\partial\sigma_y}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}} \tag{3-33}$$

$$\left.\frac{\partial Y}{\partial\hat{\varepsilon}}\right|_{\hat{\varepsilon}=\hat{\varepsilon}_k^{n+1}} = \frac{\gamma}{\varepsilon_D} + \frac{\alpha_2 * \beta * (\frac{\hat{\varepsilon}}{\varepsilon_D})^{\beta-1}}{\varepsilon_D * [1 - (\frac{\hat{\varepsilon}}{\varepsilon_D})^{\beta}]} \tag{3-34}$$

(c) 更新泡沫金属等效塑性应变增量及等效塑性应变。

$$\triangle\hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1} = \triangle\hat{\varepsilon}_k^{n+1} - \frac{\Phi(\triangle\hat{\varepsilon}_k^{n+1})}{\left.\frac{\partial\Phi(\triangle\hat{\varepsilon})}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}}\right|_{\triangle\hat{\varepsilon}=\triangle\hat{\varepsilon}_k^{n+1}}} \tag{3-35}$$

$$\hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1} = \hat{\varepsilon}^n + \triangle\hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1} \tag{3-36}$$

(d) 更新屈服应力

$$\frac{\partial Y}{\partial\hat{\varepsilon}} = \left.\frac{\partial Y}{\partial\hat{\varepsilon}}\right|_{\hat{\varepsilon}=\hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1}} \tag{3-37}$$

$$Y_{(k+1)}^{n+1} = Y^n + \left.\frac{\partial Y}{\partial\hat{\varepsilon}}\right|_{\hat{\varepsilon}=\hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1}} * \triangle\hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1} \tag{3-38}$$

(e) 根据公式(3-28)和公式(3-29)更新应力，并计算相应的Mises等效应力$\sigma_{e(k+1)}^{n+1}$，泡沫金属的等效应力$\hat{\sigma}_{(k+1)}^{n+1}$。更新屈服函数$\Phi$对于$\triangle\hat{\varepsilon}$的偏导数

$$\left.\frac{\partial\Phi}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}}\right|_{\triangle\hat{\varepsilon}=\triangle\hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1}} = \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_e} * \frac{\partial\sigma_e}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}} + \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_m} * \frac{\partial\sigma_m}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}} + \frac{\partial\Phi}{\partial\sigma_y} * \frac{\partial\sigma_y}{\partial\triangle\hat{\varepsilon}} \tag{3-39}$$

(f) 计算此时的屈服函数$\Phi_{(k+1)}^{n+1} = \hat{\sigma}_{(k+1)}^{n+1} - Y_{(k+1)}^{n+1}$，若其大于给定的收敛容限值TOL，则令$k = k + 1$，并转向 4c 继续迭代，否则迭代结束，取$\sigma_e^{n+1} = \sigma_{e(k+1)}^{n+1}$，$\hat{\sigma}^{n+1} = \hat{\sigma}_{(k+1)}^{n+1}$，$\triangle\hat{\varepsilon}^{n+1} = \triangle\hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1}$,$\hat{\varepsilon}^{n+1} = \hat{\varepsilon}_{(k+1)}^{n+1}$，$Y^{n+1} = Y_{(k+1)}^{n+1}$。

(g) 根据公式(3-30)和公式(3-31)更新体积塑性应变和Mises等效塑性应变。

泡沫金属材料一个很重要的特点是静水压力项会导致泡沫金属质点体积的改变，当体积应变达到一定值后，泡沫金属质点会发生失效，尤其是在高速冲击过程中，质点失效常有发生，所以在本构方程中添加合理的失效模型是必要的。本文在Deshpande-Fleck泡沫模型基础上引入了一种简单的失效准则，即当质点的体积应变ε_m达到用户给定的极限应变值$\varepsilon_{\mathrm{cr}}$时质点失效发生[138]。

Lopatnikoy、Deshpande和Fleck等人研究了泡沫金属中的冲击波传播速度[97,140,141]，轴向压缩时泡沫金属的有效声速可用下式表示：

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho(\varepsilon,\rho_0)}}\left(\frac{\partial\boldsymbol{\sigma}(\varepsilon,\rho_0)}{\partial\varepsilon}\right) \tag{3-40}$$

其中$\boldsymbol{\sigma}(\varepsilon,\rho_0)$为当前的轴向应力，$\rho(\varepsilon,\rho_0) = \rho_0/(1-\varepsilon)$为当前的密度，$\rho_0$为初始密度，$\varepsilon$为体积应变。弹性阶段，泡沫材料的密度不变，但进入塑性以后，由于泡沫金属的屈服函数中有压力项的影响会导致质点体积应变发生变化，从而质点的密度发生改变。压缩过程中，质点的密度会增大，导致声速会减小，这不同于普通的实体金属材料。随着塑性应变的进一步增加，泡沫金属几乎完全压实，此时有效声速接近其基体材料的有效声速。

3.4　Taylor杆实验验证

Taylor杆实验是由Taylor最先于1948年建立的一种测定材料动态屈服应力的实验方法[142]。该实验方法具有原理简单、分析方便的特点，提出之后得到了迅速的推广，并且广泛应用于各种工程实际领域。早期Whiffin利用Taylor杆实验方法对柱形子弹撞击靶体的动力学过程进行了实验研究，分别测定了钢、铝合金、铜和铅等不同材料的动态屈服应力值，实验中的应变率变化范围是$10^4\mathrm{s}^{-1}$。随后很多研究者对Taylor杆实验方法开展了深入的研究，不仅提高了实验测试技术[143]，还发展了多种针对实验结果的理论分析方法[144,145]。使得Taylor杆实验已经成为研究材料动力学性能的有效手段和标准方法。另外值得一提的是，Taylor杆实验还可以用于研究泡沫金属材料的吸能特性和高应变率屈服特性[146–148]，尤其适用于验证泡沫金属材料的不同本构模型和数值计算方法的准确性。因此本节以经典的Taylor杆实验模型为计算对象，同时采用商用软件LS-DYNA和实验室

自主开发的三维物质点法程序MPM3D对Taylor杆实验进行模拟，来验证所添加的Deshpande-Fleck模型的正确性。

在Taylor杆撞击过程中，泡沫铝圆柱会被压缩和墩粗。这里分别采用LS-DYNA和MPM3D计算瞬时压缩条件下泡沫铝材料的能量曲线和变形情况，模拟的撞击速度为100s^{-1}，材料参数取自文献[95]，参见表3.1。

表 3.1　泡沫铝Deshpande-Fleck模型的材料参数[95]

参数	数值	参数	数值
密度(kg/m^3)	150	ε_D	2.89
杨氏模量(MPa)	300	α_2(MPa)	52.1
泊松比	0.05	β	3.26
α	2.1	σ_p(MPa)	0.93
γ(MPa)	1.19	$\varepsilon_{\mathrm{cr}}$	0.1

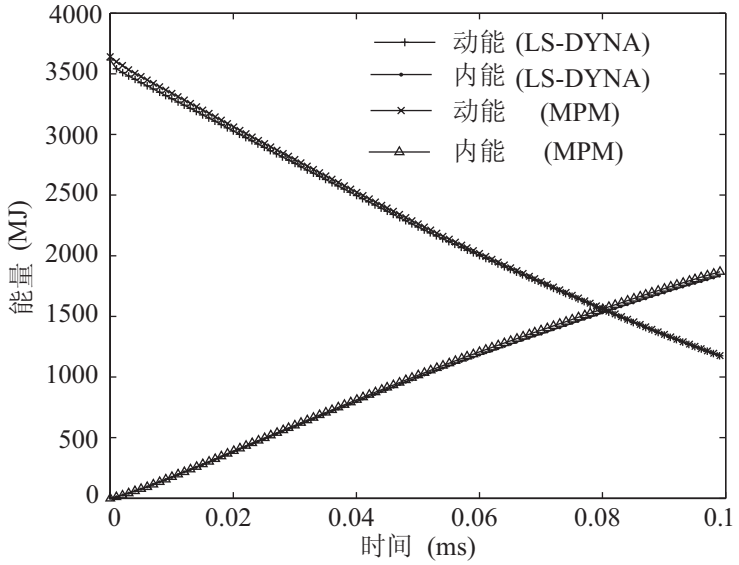


图 3.7　MPM和LS-DYNA计算的Taylor杆撞击刚性墙实验能量随时间变化曲线图

图3.7给出LS-DYNA和MPM3D两种软件计算得到的能量随时间变化的曲线。其中两条下降曲线是Taylor杆实验中泡沫铝材料的动能变化，两条上升曲线是泡沫铝材料的内能变化。可以看到在100ms^{-1}的高速撞击条件下，泡沫铝的动能在0.1ms的时间内下降到初始值的36%左右，而内能则从0上升到2500mJ。LS-DYNA和MPM3D给出的计算结果几乎完全重合。

图3.8是0.1ms时刻泡沫铝的变形图。可以看到经过0.1ms的撞击，泡沫铝发生了明显的变形，底部被墩粗。其高度从38.1mm变为29mm，底端直径也由原



(a) MPM　　(b) LS-DYNA

图 3.8　0.1 ms时刻Taylor杆的变形图. (a) MPM3D结果；(b) LS-DYNA结果

来的12.7mm墩粗为14mm。在撞击过程中，泡沫铝的动能转变为内能，其内部的多孔结构也发生塌陷、挤压。形变量显著大于一般的固体金属材料。通过比较LS-DYNA和MPM3D的计算结果，发现两者预测的变形结果几乎完全一致。结合图3.8和图3.9 可以验证Deshpande-Fleck模型在物质点法程序中的实现是正确的。

3.5　泡沫铝动态压缩实验

泡沫铝材料因其内部存在大量的孔穴，具有较长的平台应变段，可以有效吸收撞击产生的能量，是一种理想的吸能材料。工程应用中材料的力学性能必须依靠实验来测定，但是往往实验的成本很高，因此需要发展一种有效的数值模拟方法。为了研究MPM方法对泡沫铝材料动态压缩过程的适用性，这里采用文献[149]中的泡沫铝实验数据进行对比。该实验类似于简化的霍普金森杆实验，可以用来预测泡沫铝的动力学性能，相应的物质点法模型见图3.9。



图 3.9　MPM计算模型图

图3.9中采用的子弹为直径78.2mm、长度114.3mm的圆柱形7075铝杆，重量为1460g。泡沫铝试样为Duocel泡沫铝合金6101，相对密度为8%~10%。模拟过程中采用1/4对称模型，子弹与泡沫铝试样及泡沫铝试样与输出杆之间采用无摩擦接触，输出杆的端部采用无反射边界条件以抑制弹性波的反射。实验中子弹与输出杆的变形很小可以忽略不计，故均采用弹性模型。子弹、输出杆和泡沫铝的材料参数详见表3.2：

泡沫铝材料参数通过文献[149]中给出的泡沫铝应力—应变曲线拟合得到，见表3.3。

表 3.2　MPM3D模拟时采用的材料参数[149]

材料	密度(kg/m^3)		杨氏模量(GPa)		泊松比	
子弹	2770		70		0.345	
输出杆	7830		210		0.29	
泡沫铝	初始	完全压实	初始	完全压实	初始	完全压实
	258	2770	0.054	70	0	0.345

表 3.3　泡沫铝材料拟合参数

屈服应力(MPa)	α	ε_D	α_2(MPa)	γ(MPa)	β
3	2.1	2.2	45	3.15	4

文献[149]中所介绍的泡沫铝试样泊松比很小，即使应变达到70%，其泊松比也只有0.08，故在模拟中假设泡沫铝的泊松比为零。Deshpande和Fleck等人的研究表明Duocel泡沫铝对应变率不敏感[97]，故此处也忽略了泡沫铝的应变率效应。下面利用MPM3D模拟了两种不同初速度（32.3m/s和52.6 m/s）下的泡沫铝的动态压缩实验。

3.5.1　试验一

首先对初速度为32.3m/s的泡沫铝压缩过程进行了计算，并且将结果同文献[149]中的实验结果进行比较。图3.10中为文献中的实验照片；作为对比，图3.11给出了MPM3D计算得到的不同时刻泡沫铝变形图。

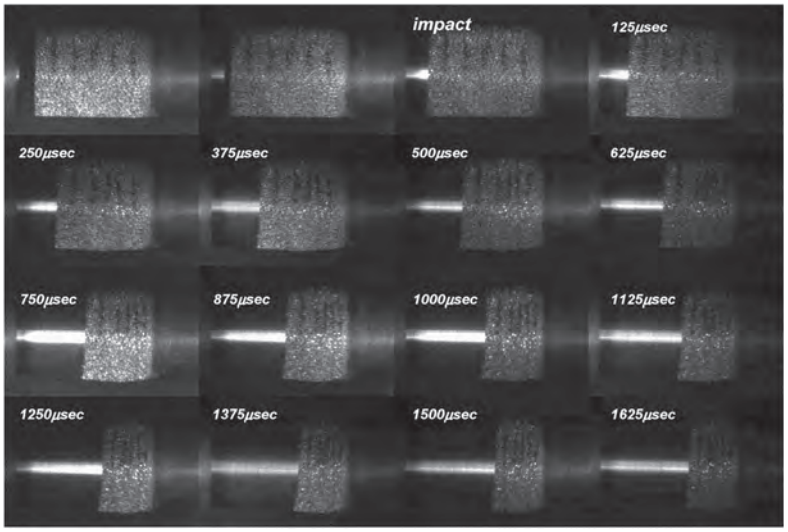


图 3.10　v = 32.3m/s每隔0.125ms实验给出的泡沫铝压缩过程中的变形图[149]

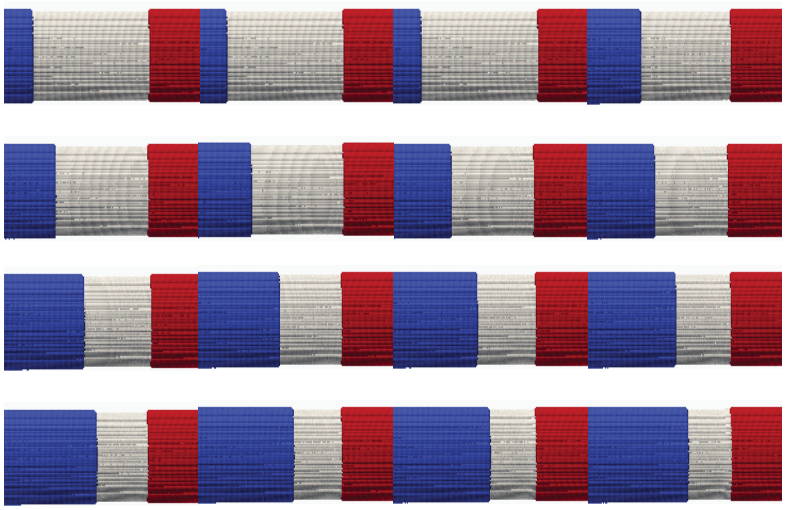


图 3.11　v = 32.3m/s每隔0.125msMPM3D计算得到的泡沫铝变形图

将图3.10和图3.11进行对比，可以看到每一个时刻MPM3D模拟的泡沫铝变形图和实验都吻合很好，验证了MPM方法的准确性。当子弹撞击到泡沫铝材料后，随着时间的推移，泡沫铝被压缩产生明显的变形。在这个过程中，子弹撞击的能量被泡沫铝吸收，转化为自身的变形能。整个撞击过程持续了1.625ms。

表 3.4　v = 32.3m/s时实验与MPM3D数值模拟得到的每隔0.125ms泡沫铝的长度值对比

长度mm	0.0ms	0.125ms	0.25ms	0.375ms	0.5ms	0.625ms	0.75ms
实验	76	69	64	59	54	49	44
MPM	76	69	64	60	55	50	45
长度mm	0.875ms	1.0ms	1.125ms	1.25ms	1.375ms	1.5ms	1.625ms
实验	42	39	37	34	34	33	32
MPM	43	41	38	36	34	33	32

表3.4显示了不同时刻泡沫铝试样长度的变化情况，其中分别列出了实验值和模拟数值。文献[94]中给出了对应时刻泡沫铝变形前后长度的高速摄影图片，表3.4与表3.5中实验数据是根据图片中对应时刻的泡沫铝变形后长度（精确到mm量级）与变形前长度（精确到mm量级）的比值乘以文献[94]中给出的泡沫铝的初始实际长度（76.2mm）得到的，物质点法数据也是根据类似的方法得到的。压缩下试样的长度由3.1mm最终减小到1.35 mm，变形量为初始长度的56.5%。另外从表3.4中定量对比说明每一时刻模拟得到的变形长度与实验值符合的较好。

下面针对泡沫铝试样各个部分应变随时间变化的规律，进一步分析比较实验、MPM3D和LS-DYNA模拟的结果。分别取泡沫铝靠近子弹的冲击端（设

为P3）、泡沫铝中间的一段（设为P2）和泡沫铝靠近输出杆的末端（设为P1）作为采样点，计算每一个采样点在撞击过程中工程应变随时间的变化规律。图3.12给出冲击端P3处产生的工程应变随时间的变化曲线，P3点最先发生形变，之后应变缓慢增长，在1ms之后应变增长斜率变大；图3.13给出中间段P2点的工程应变随时间的变化趋势，P2点相比于P3点发生应变的时间略晚一些，但是应变发生后变化的斜率相比P3点更大；图3.14是试样末端P1采样点的工程应变随时间的变化曲线， P1点发生变形的时刻最晚，不过应变随时间变化的斜率却最大。

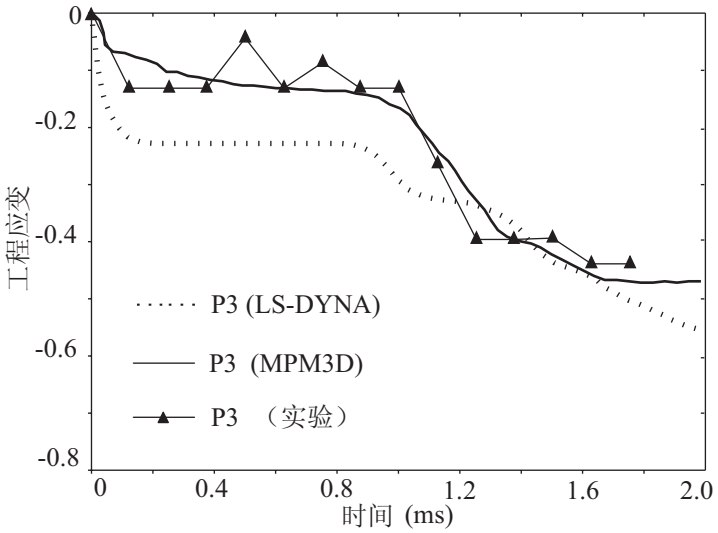


图 3.12　v = 32.3m/s时泡沫铝冲击端P3的工程应变随时间的变化曲线

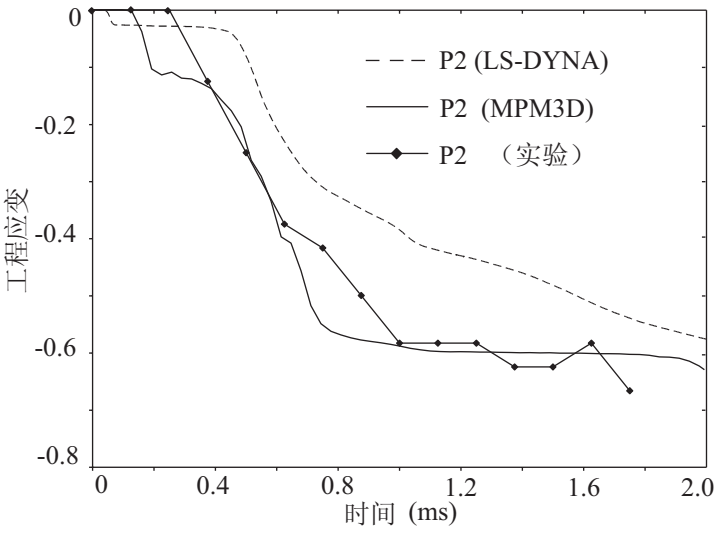


图 3.13　v = 32.3m/s时泡沫铝中间段P2的工程应变随时间的变化曲线

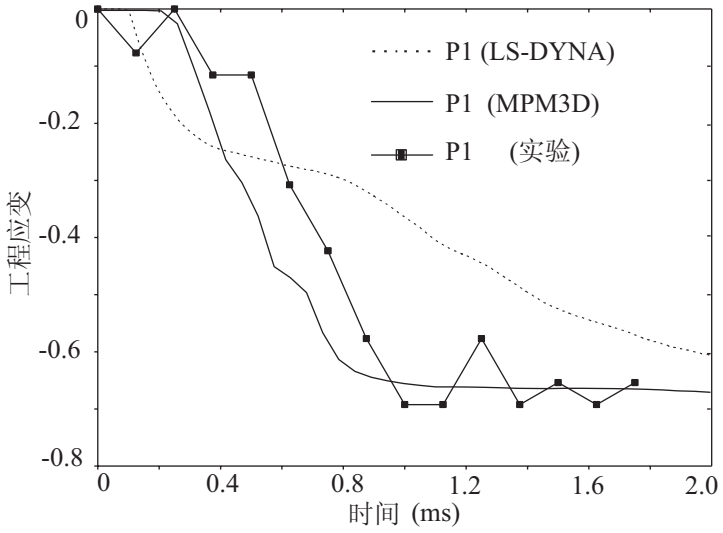


图 3.14　v = 32.3m/s时泡沫铝末端P1的工程应变随时间的变化曲线

对比图3.12、图3.13、图3.14三条曲线可以得出泡沫铝试样受到子弹撞击后发生变形，不同位置的点应变发生时刻不同，这是由于应力波传播滞后导致的。其次应变随时间的增长斜率也不同，最终时刻，P3点的最大应变仅为40%，中间点P2达到60%，末端P1达到70%，说明子弹撞击过程中产生的变形也不是均匀的，末端变形最大。实际上这是因为撞击发生时，靠近泡沫铝试样的输出杆会反射应力波，反射应力波会增加局部总应力，所以末端的总应力最大，最终达到的应变量也最大。另外观察到MPM3D模拟结果同实验值十分接近，LS-DYNA的计算结果则在P3点小于实验值，在P2和P1点又明显高于实验值，不能如实反映实验结果。另外LS-DYNA计算的工程应力变化趋势同实验值也不甚符合，相反MPM3D的模拟结果从定量和趋势上都很好地符合了实验规律。

3.5.2　实验二

同实验一的模拟过程类似，实验二中入射子弹的初速度提高为52.6m/s。图3.15为文献给出的泡沫铝压缩下的变形图；作为对比，图3.16给出MPM3D计算得到的不同时刻泡沫铝变形图。实验二中，子弹的撞击速度增加，泡沫铝试样发生的形变量也更大。表3.5中给出了每一时刻泡沫铝长度的变化情况，测量方法同实验一，从表中数据说明MPM3D程序模拟的结果与实验值吻合的较好（测量精度只保留到mm量级，可能会存在小于0.5mm的误差，因此表中模拟数据与实验数据一致并不代表实际模拟的结果与实验结果完全一致，但绝对误差小于0.76mm，对应时刻相对误差范围1%～4%）。在初速度为52.6m/s的情况下，泡沫铝长度从3.1mm减小到0.6mm，变形量为初始长度的80.6%。

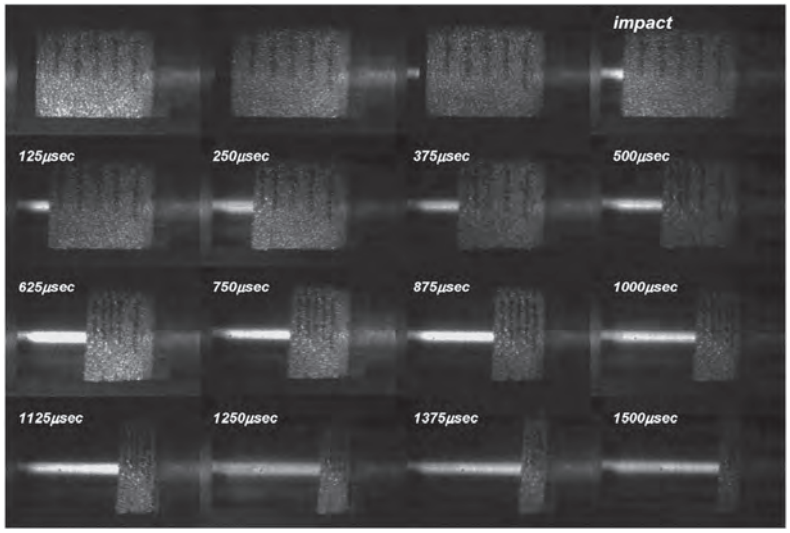


图 3.15　v = 52.6m/s每隔0.125ms实验给出的泡沫铝压缩过程中的变形图[149]

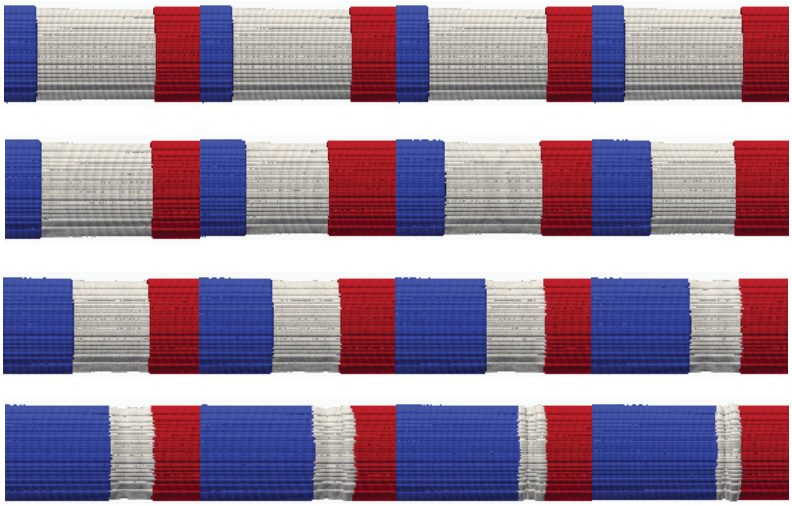


图 3.16　v = 52.6m/s每隔0.125msMPM3D计算得到的泡沫铝变形图

表 3.5　v = 52.6m/s时实验与MPM数值模拟得到的每隔0.125ms泡沫铝的长度值对比

长度mm	0.0ms	0.125ms	0.25ms	0.375ms	0.5ms	0.625ms	0.75ms
实验	76	66	61	57	49	44	37
MPM	76	66	61	57	49	44	37
长度mm	0.875ms	1.0ms	1.125ms	1.25ms	1.375ms	1.5ms	
实验	32	29	25	20	17	15	
MPM	32	29	25	20	17	15	

采用和实验一中相同的采样点，图3.17、图3.18、图3.19分别研究了泡沫铝不同位置工程应变随时间的变化曲线。其中图3.17是冲击端P3处工程应变随时间的变化规律，与实验一类似，压缩下也是冲击端P3先发生变形，在应变达到45%后，增长斜率开始缓慢，最终达到85%的应变；图3.18是泡沫铝中间段P2点压缩下工程应变随时间的变化曲线，相比冲击端P3点， P2点发生变形的时间稍晚，但应变增加斜率较大，最终达到了85%左右的应变；图3.19给出泡沫铝末端P1点的工程应变随时间的变化曲线，同实验一有所不同，初始P1点工程应变增加的较为缓慢，出现了一个平缓区，在0.8ms以后应变的增长斜率迅速上升，出现了一个拐点，这说明在很高的撞击速度下，泡沫铝末端可能存在应变滞后现象。冲击端P3在800ms以前工程应变明显大于P1，此时主要的变形发生在前端，而末端变形较小，在800ms之后泡沫铝前端出现压实，主要的变形量转移到末端，导致此时末端工程应变增加斜率陡增，这种现象在子弹初速度较高的条件下更为明显。另外实验二中也表明MPM3D模拟的结果相比于LS-DYNA更加接近实验值。

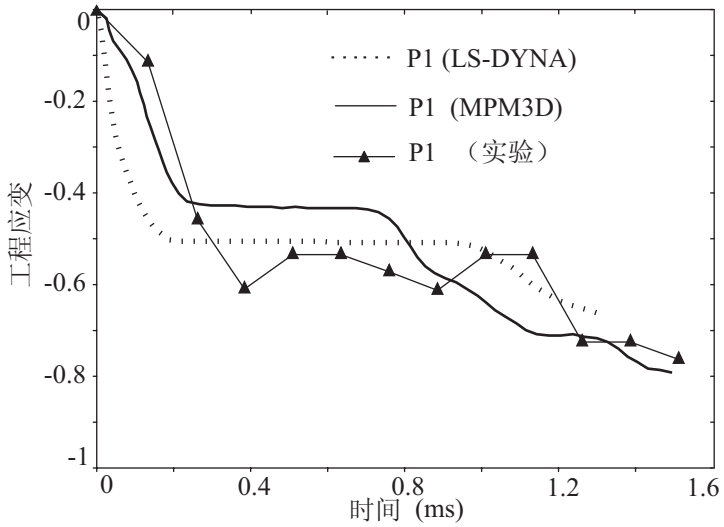


图 3.17　v = 52.6m/s时泡沫铝冲击端P3的工程应变随时间的变化曲线

结合两个实验，可以发现实验一中先是泡沫铝末端产生大的应变，而实验二中则是冲击端先产生较大的应变，说明泡沫铝材料在动态压缩下的变形并不均匀。导致产生不均匀应变的原因是输出杆和子弹材料的波阻抗太大，加载脉冲中波形的上升时间比试样中应力平衡所需的时间短，所以试样在最终失效前不能达到均匀变形。另一方面，实验一中各个采样点的最终应变值不相等，实验二中最终三个采样点的应变值达到了统一。说明子弹入射速度越高，泡沫铝材料吸收的撞击能量越大，产生的变形量也越大，经历不均匀应变阶段后将可能达到整体一

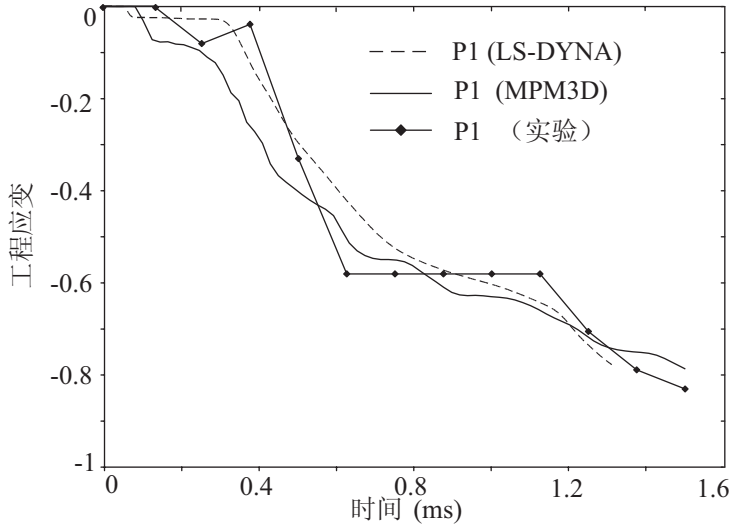


图 3.18　v = 52.6m/s时泡沫铝中间段P2的工程应变随时间的变化曲线

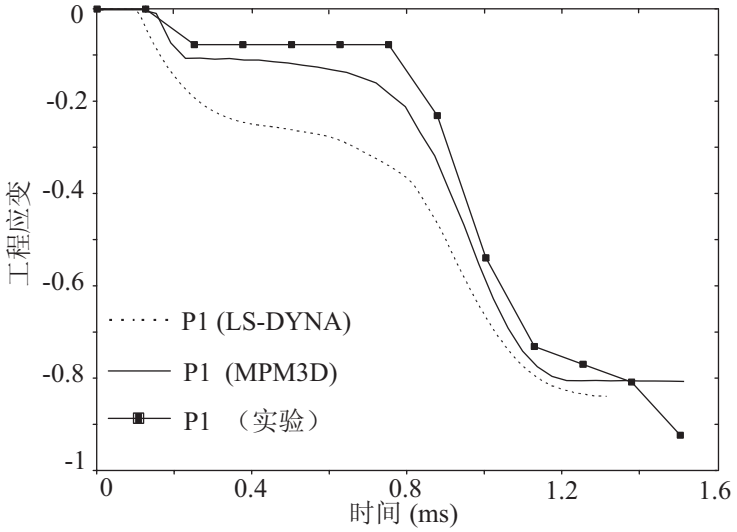


图 3.19　v = 52.6m/s时泡沫铝末端P1的工程应变随时间的变化曲线

致的应变程度。

从实验一和实验二的对比结果中发现MPM3D的计算结果比商业软件LS-DYNA的计算结果更加接近实验值，充分验证了MPM方法在处理高速、大变形问题时的优势。同时值得注意的是，当实验二中速度达到50m/s以上时，LS-DYNA的有效计算时间仅在1.3ms左右，之后将由于高速冲击产生网格畸变导致计算结果发散，MPM3D却始终可以得到合理的结果。另外MPM3D的模拟结果同实验值之间也存在一定的差异，这可能来自于选取的采样点P1、P2和P3的空间位置偏差。另外一个原因可能是泡沫铝在加工后，基体材料的性能发生了些微变化，但在模拟时仍然采用未加工过的基体的材料参数。而且在模拟中认为泡沫铝孔洞内为真空，现实中孔洞内会存在少量气体。

3.6　本章小结

本章将Deshpande-Fleck泡沫模型引入到物质点法程序中，推导出了完整的应力更新迭代公式，并在此本构模型中引入了体积失效模型。通过Taylor杆算例验证了模型的正确性。随后将该模型应用到泡沫铝的动态压缩实验中，通过与实验对比得出，两种速度下物质点法计算的结果均与实验值吻合的更好，明显优于商业软件LS-DYNA的计算结果。并且在速度大于50m/s的高速问题中，LS-DYNA将因为大变形导致网格畸变而发生数值发散，物质点法始终给出合理的计算结果。研究表明物质点法是模拟高速冲击导致大变形问题的有效数值方法，具有广阔的工程应用前景。

第 4 章　泡沫铝在超高速撞击结构中的防护作用的物质点法研究

4.1　引言

前文中已经提到，泡沫铝是一种很好的吸能材料，将泡沫铝应用于Whipple防护结构可以设计出更为有效的抗撞击防护方案。通过泡沫铝防护结构超高速撞击试验的研究，欧空局指出泡沫铝是非常好的航天器防护材料之一[150]。对于泡沫铝Whipple防护结构的研究具有重要的工程应用价值。

第三章从泡沫铝材料的宏观力学性质入手，研究了动态压缩下（中低速）泡沫铝的变形机制。对于准静态或速度较低的情况，可以将泡沫铝材料视为均匀的实体材料，但要在泡沫铝本构模型中考虑其内部存在的大小随机、分布随机的孔洞将十分困难，而泡沫铝丰富的多孔微结构正是其表现出宏观优异吸能特性的本质原因，基于泡沫铝真实的微观结构来研究其在Whipple防护结构中的防护作用具有十分重要的工程意义。泡沫铝内部具有丰富的孔洞和孔壁形态，在防护结构中可以有效地阻止空间碎片的撞击。其中的多孔结构在同高速运动的碎片相互作用时会引起多重的冲击波载荷，更易于碎片的分散和细化，甚至熔化。尤其在模拟空间碎片的撞击过程中，泡沫铝内部的多孔尺寸和碎片直径、防护屏厚度相比是不能忽略的。空间碎片破碎形成的碎片同泡沫铝撞击时也将引起内部微观孔壁的变形和破坏，这些微尺度动力学过程只有在真实反映泡沫铝内部结构的基础上才可能准确模拟。目前的一些研究工作将泡沫铝简单等效为均匀体材料并给出当量化的内部孔隙直径，不能很好地反映其在高速撞击问题中的微观动力学特性，所以很难得到足够精确的模拟结果。

本章基于Micro-CT扫描图片重构了泡沫铝真实的微结构的物质点模型，并将该模型用于超高速撞击防护结构中的具体实例，采用实验室自主研发的三维物质点法程序MPM3D对不同Whipple防护结构中泡沫铝的防护作用进行了数值模拟和比较。

4.2　泡沫铝微观建模

为了最大程度反映出泡沫铝的真实微观结构，本文采用Micro-CT扫描技术来检测材料内部三维结构及材料特性。其最大优点是可以在不破坏样品的条件下对试样内部微观结构进行扫描，它与一般医用CT最大的不同点在于可以达到微米

量级的分辨率，被广泛应用于材料科学、考古学、生物学、医学、电子学、地质学等许多领域中的物质微结构考察和诊断。图4.1和图4.13分别表示为美国GE公司的Explore Locus SP型显微CT和其原理图：



图 4.1　美国GE公司Explore Locus SP型显微CT

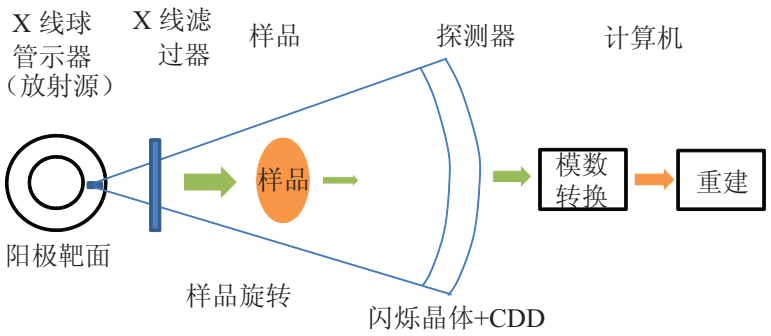


图 4.2　显微CT原理示意图

Micro-CT在成像原理上最大的特点是可以对样品进行360°扫描，通常采用锥形X射线束，这样做的优点是可以真正获得各向同性的图像，提高空间分辨率，提高X射线的利用效率。Micro-CT可以实现更低的能耗、更高的采集速度和更高的图像分辨率，因此在现代CT技术中占据了重要的位置。

探测器和放射源是CT扫描设备的主要组成部分。射线从放射源发出，照射到物体后，其强度减弱了，可以用方程定量的描述：

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho X} \tag{4-1}$$

其中I_0是射线X的初始入射强度，I是穿过物体后射线的强度，μ_m是与入射波长相关的单位质量物质的吸收系数，ρ是物体的密度，X是穿透长度。基于方程(4-4)，采集到的试样总的投影值为

$$P = \ln\frac{I_0}{I} = \mu_m \rho X = \sum_{i=1}^{n} \mu_i \rho_i X_i \tag{4-2}$$

P为I_0与I 的对数关系，记录射线上总的衰减情况。X_i是射线上的每一小段的间隔，μ_i是局部衰减系数，总的衰减值是各个部分衰减程序的加和。

定义CT数来表示物质点对X射线的吸收系数。

$$CT = \frac{\mu_{\mathrm{m}} - \mu_{\mathrm{water}}}{\mu_{\mathrm{water}}} * 1000 \tag{4-3}$$

其中μ_{water}是水的吸收系数，μ_{m}是试样的吸收系数。

CT扫描仪根据投影数据计算出试样的CT数，并保存为.dicom格式的文件。本文中泡沫铝试样的扫描过程的控制参数为：Largetube_14_270min_360，其中Largetube代表大号扫描杯，14代表扫描分辨率，扫描时间为270分钟，旋转角度为360°。当进行高能量360°扫描时，能够有效地消除扫描伪影，增大内置金属吸收X光的饱和阈值，有助于重建出更好的三维结构。其他扫描参数为：旋转角度增量0.4，电压80 KV，电流80 μA，曝光时间2960 ms，帧平均数为4，像素组合为1*1。

生成的.dicom格式的文件中包含了泡沫铝材料的密度分布及微观几何形态等信息。根据它可以构建三维几何模型。对于真实的泡沫铝，其内部孔洞的形状、大小及分布都是随机的，基于网格离散化的数值方法很难建立有效的几何模型。MPM方法中将连续体离散成若干质点，所有的物质信息都由质点携带，所以比较容易建立复杂形状的计算模型。

下面详细介绍如何通过CT扫描图片来重构泡沫铝的三维微观物质点计算模型。

1. 利用Microview软件读取.dicom格式文件中像素点信息，如试样尺寸、中心点坐标、像素灰度值、相邻像素点间距等信息。
2. Matlab软件提供了很多很好的处理和分析图像的工具。.dicom格式的文件既包含了数字成像信息也包含了通信信息，普通的BMP或JPG格式的图，灰度值仅有256个阶位，而.dicom文件可以显示4096个。为了保证CT图片的质量，采用Matlab直接读取.dicom格式的文件，并根据前面介绍的CT原理可知，对于密度较大的物体如金属材料相比于密度较小的物体如空气等能吸收更多的能量，因此密度较大的物体的像素值小于密度较小的物体的像素值。由此分离出泡沫铝试样中金属材料和孔洞内气体材料的像素点，并根据像素灰度值的分布计算出金属材料的密度分布。
3. 为了构造泡沫铝的三维微观模型，我们假定CT扫描时每一层断面在很小的高度内具有材料分布，即每个扫描图片在高度方向可以延伸一个很小的高度值，如果这个高度值足够小，也就是扫描的图片足够多，那么就可以忽

略这种假设带来的误差，根据二维扫描断面图来构造三维微观几何模型。

4. 根据像素点间距、试样尺寸、试样中心点坐标等信息计算步骤2中分离出来的泡沫铝基体材料的坐标值。此时如果将像素点作为物质点输出，泡沫铝的微观模型已经初步建立了，但由于像素点间距太小，生成的像素点过多，导致计算量太大，即使物质点法具有很好的计算效率，仍然要花费大量的计算时间甚至无法计算下去。因此在不影响泡沫铝微观几何模型的基础上，需要对像素点进行合并。
5. 为了增加合并的效率，我们先在像素点分布的区域内布置一个三维网格，然后搜索各个网格内像素点的坐标及数量，计算这些像素点的形心作为合并后物质点的坐标，物质点的质量是各个像素点的质量乘以网格内像素点的个数。

至此，泡沫铝的三维物质点模型已经成功建立完成了，如图4.3。该模型能较为真实的还原出泡沫铝材料内部大小随机、分布随机的孔洞形貌，相比于多面体结构和一般采用圆球或椭圆球的泡沫铝微观模型，在模拟超高速撞击问题中，具有更高的精确度。

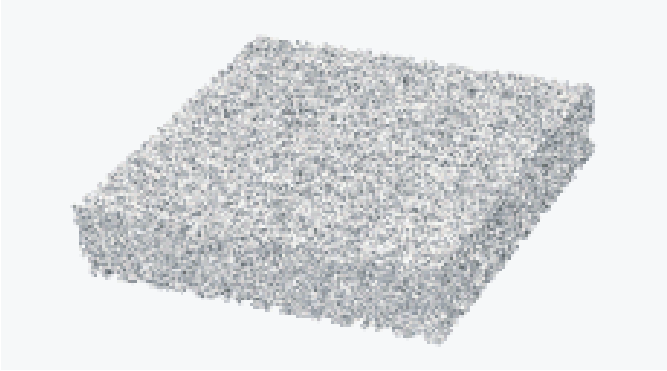


图 4.3　泡沫铝三维物质点法模型

4.3　泡沫铝基体材料模型

采用泡沫铝微观模型进行数值模拟时，其材料模型可以用基体材料常用的本构模型，本章计算所用的材料模型为Johnson-Cook塑性模型和Grüneisen状态方程。其中Johnson-Cook塑性模型是由Johnson和Cook等人在综合考虑应变、应变率、温度等因素影响下提出的本构模型，其屈服应力表示为：

$$\sigma_y = (A + B * \varepsilon^{pn}) * (1 + C\ln\dot{\varepsilon}^*) * (1 - T^{*m}) \tag{4-4}$$

其中$\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon}^p/\dot{\varepsilon}_0$是无量纲等效塑性应变率，$\dot{\varepsilon}_0$是准静态临界应变率，$\dot{\varepsilon}^p$是塑性应变率，$A, B, n, C, m$是材料常数，可由实验获得。

Grüneisen状态方程是利用热力学与统计力学方法得到的，可以很好地描述绝大多数金属固体在冲击载荷作用下的热力学行为。Grüneisen状态方程的具体形式如下：

$$p = p_H + \frac{\gamma}{v}(e - e_H) \tag{4-5}$$

其中p_H和e_H为Hugoniot曲线上的点压力和单位质量内能。γ是Grüneisen常数。

$$\gamma = \frac{3\alpha v}{C_v K} \tag{4-6}$$

其中$3\alpha = (1/v)(\partial v/\partial T)_p$是体积热膨胀系数，$K = -(1/v)(\partial v/\partial P)_T$是等温压缩系数，$C_v = (\partial e/\partial T)_v$是等容比热。$\gamma$满足以下关系式：

$$\frac{\gamma}{v} = \frac{\gamma_0}{v_0} = \text{常数} \tag{4-7}$$

其中γ_0和v_0分别为压力为零时的Grüneisen常数和比容。常数γ_0和系数s近似满足关系式：

$$\gamma_0 \approx 2s - 1 \tag{4-8}$$

其中$s = \frac{u_s - c_0}{u_p}$，$u_s$ 是冲击波速，u_p 是粒子速度。

4.4　泡沫铝Whipple防护结构数值模拟

4.4.1　填充式Whipple防护结构

本章主要为了模拟重现Whipple防护结构的超高速撞击过程。所谓超高速撞击是指撞击过程中的冲击压力远大于材料的结构强度，从而导致子弹破碎及靶板穿孔。该过程同低速动力学问题不同，超高速撞击将导致材料的熔化或气化，产生类似于流体运动的现象，此时材料的局部侵彻和失效总是和总体结构变形相耦合，材料的惯性效应、可压缩效应都需要考虑。针对泡沫铝材料，其微观结构的挤压、坍塌和变形都是超高速撞击问题中的关键因素。基于物质点法在处理大变形、材料失效破坏等问题上的优势。本节利用实验室自主开发的三维物质点法程序MPM3D及生成的的泡沫铝三维微观模型对含泡沫铝的填充式和夹层式Whipple防护结构进行计算，并将模拟结果同文献[151]中的实验值进行比较。图4.4和图4.5分别为填充式Whipple防护结构示意图和相应的物质点离散图。

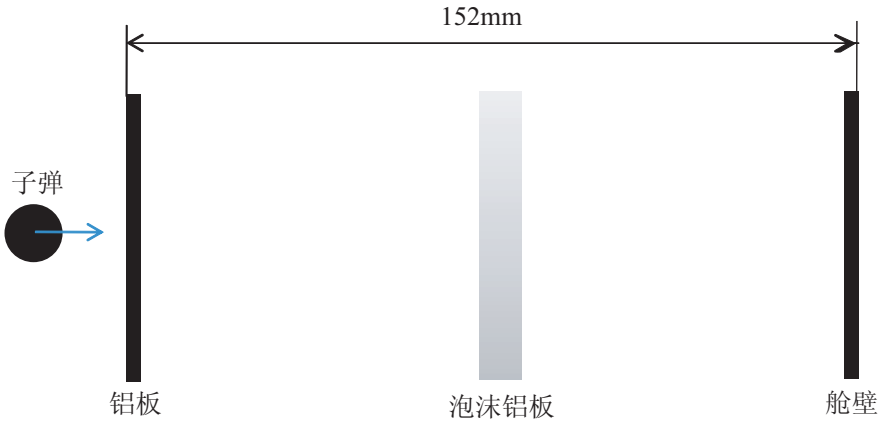


图 4.4　填充式Whipple防护结构示意图



图 4.5　填充式Whipple防护结构物质点离散图

整个Whipple防护结构由两层防护屏组成，第一层防护屏厚度为2mm，材质是2A12铝合金板，第二层防护屏是泡沫铝板，厚度为10mm，相对密度是27%，基体材料是ZL102，舱壁材料厚度为2mm，材质是5A06铝合金板。模拟中使用的子弹材料为Al2024[152,153]。子弹直径为6.35mm，正面撞击到第一层防护板上，撞击速度分别为2190 m/s、3410m/s、4060 m/s。整体Whipple防护结构的间距为152mm，泡沫铝防护屏位于正中间，用于阻隔子弹的撞击，减弱其破坏能力；物质点间距均为0.2mm。表4.1和表4.2分别给出了物质点法模拟过程中所使用的Johnson-Cook塑性模型和Grüneisen状态方程的具体参数[152,153]：

表 4.1　Johnson-Cook模型参数[151,154–156]

材料	G(GPa)	A(MPa)	B(MPa)	C	m	n	$T_{室温}$(K)	$T_{融化}$(K)
铝2024	27.6	265	426	0.015	1.0	0.34	300	775
2A12	26	265	426	0.015	1.0	0.34	300	775
5A06	27	265	426	0.015	1.0	0.34	300	864
ZL102	20	265	426	0.015	1.0	0.34	300	700

图4.6中给出了模拟填充式Whipple防护结构的过程图，从图4.6中可以观察到

表 4.2　Grüneisen状态方程参数[151,154–156]

材料	密度(kg/m^3)	c_0(m/s)	S	C_v(J/Kg/K)	Γ
铝2024	2.785	5328	1.338	875	2.0
2A12	2.77	5328	1.338	921	2.0
5A06	2.64	5328	1.338	921	2.0
ZL102	2.65	5328	1.338	838	2.0

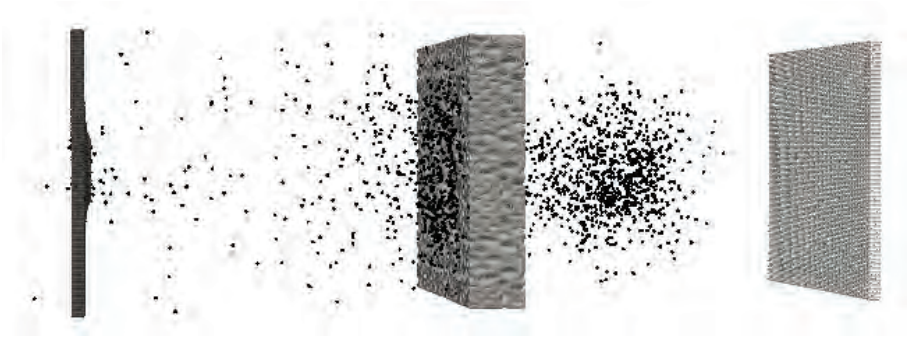
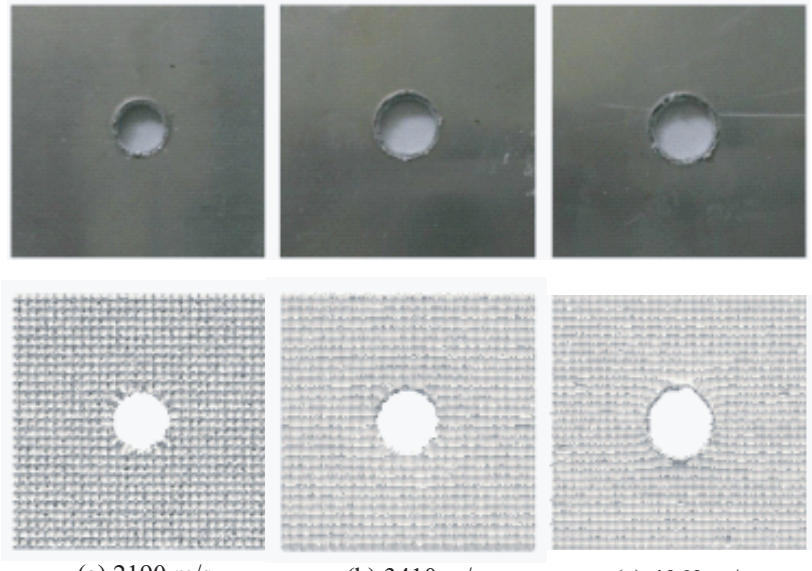


图 4.6　填充式Whipple防护结构过程图

子弹首先高速撞击到第一层防护板上，第一层防护板首先阻隔子弹，降低其运动速度；其后子弹撞击到泡沫铝板上，虽然泡沫铝板被子弹击穿，但子弹的绝大部分动能被吸收，并且破碎成碎片云，其破坏能力大大减弱。在这个过程中，泡沫铝的内部微结构发生挤压、扭转和破碎，通过自身内部的形变吸收子弹能量。



(a) 2190 m/s　(b) 3410 m/s　(c) 4060 m/s

图 4.7　第一层防护板损伤结果。上面是实验结果[151]，下面是物质点法模拟结果

图4.7中显示为第一层防护屏受到子弹撞击后的损伤情况，其中上面是文

献[151]中实验给出的三种不同撞击速度下防护屏被打穿的形状；下面是物质点法模拟得出的相应速度下第一层防护屏被打穿的孔洞形状。首先可以观察到MPM模拟的结果同实验照片较接近，且随着子弹速度的增加，防护屏破损的孔洞直径也逐渐增加。值得注意的是因为子弹入射的速度非常快，在打穿第一层铝合金板时造成的圆孔边缘整齐，铝合金板没有被撕扯、断裂的痕迹。同时也说明仅仅依靠铝合金板防护还远不能达到安全防护的效果，因为子弹可以轻松透过，依然具有很强的破坏力。

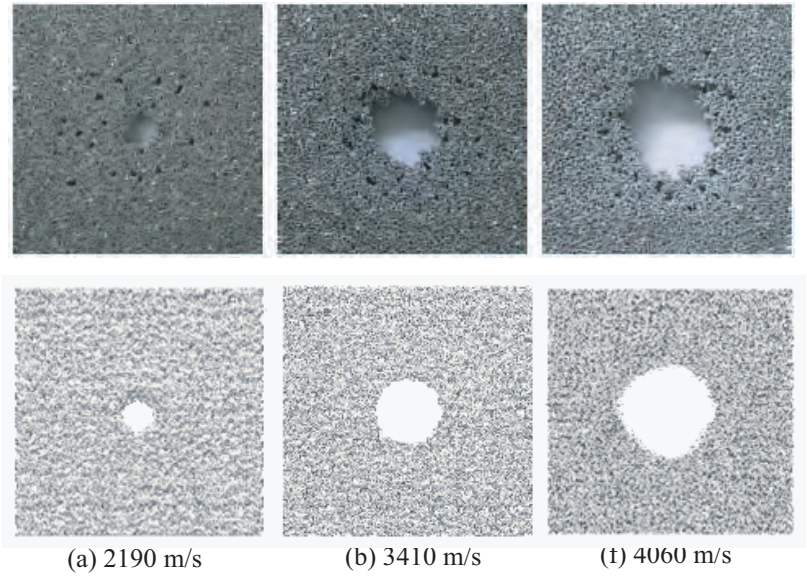
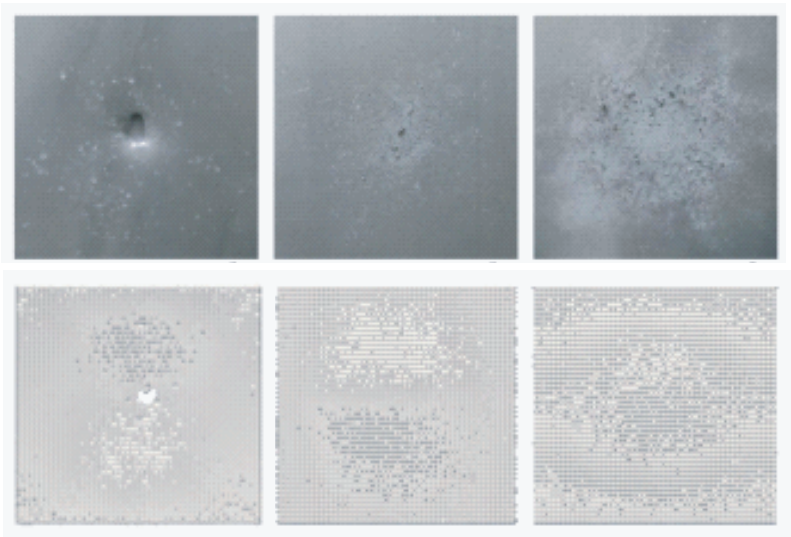


图 4.8　第二层防护屏损伤结果。上面是实验结果[151]，下面是物质点法模拟结果

图4.8中显示为泡沫铝防护板受到子弹撞击后的损伤情况。其中上面分别显示了不同子弹入射速度下实验给出的泡沫铝材料的破坏情况；下面显示为物质点法模拟得到的泡沫铝板被打穿的孔洞形状。需要指出的是，由于泡沫铝内部孔洞分布及大小的随机性，受到子弹撞击后的穿孔形状并不规则，因此穿孔直径均采用等效圆直径。从直观上可以看到随着子弹入射速度的增加，同第一层铝合金防护板十分类似，泡沫铝被击穿的孔洞直径也逐渐增加。不过同铝合金板不同，泡沫铝材料具有丰富的内部微孔隙结构，在受到子弹撞击后，微结构发生挤压、塌陷，并且大量吸收子弹动能。子弹超高速撞击到防护屏上会产生反向运动的激波，当激波运动到子弹背面、侧面时会形成一系列稀疏波，当速度足够高时稀疏波的振动幅值将超过材料的动态断裂强度，导致子弹断裂、破碎。子弹破碎成很多微小碎片后整体的撞击动能被大大分散，就不会对背后的航天器舱壁造成大的危害。

另外通过MPM模拟的结果同实验照片对比，泡沫铝被击穿的孔洞大小、随子

弹速度增加的变化趋势都符合很好。当泡沫铝材料被子弹撞击发生形变时，影响其动力学特性的决定性因素就是内部微观结构。为了简化计算，很多研究者往往只利用随机分布的圆球、椭球自动生成泡沫铝模型，这样做虽然也可以反映出泡沫铝变形吸能的主要特点，但是同实验中的具体情况就相去甚远了。在实际模拟子弹高速撞击过程时，泡沫铝内部的孔洞大小、分布情况、缺陷位置等等微观因素都成为准确预测的关键。利用CT扫描图片重构泡沫铝微观三维结构，其模拟结果可以精确预测不同工况条件下防护结构的动力学性能，可以用于真实航天器防护方案的设计和开发。



(a) 2190 m/s　　(b) 3410 m/s　　(c) 4060 m/s

图 4.9　船舱损伤情况。上面是实验结果[151]，下面是物质点法模拟结果

图4.9中显示了舱壁的损伤情况，高速运动的子弹经过两层防护屏的阻隔之后，大部分动能被吸收、耗散，对舱壁的破坏作用已经大大降低。如图4.9所示，实验中舱壁没有受到大的破坏。值得注意的是，当子弹速度较小（2190m/s）时，舱壁被打了一个小洞，而子弹速度较大时，舱壁却基本完好无损，这似乎和一般的常理相违背。但其实这一点恰好反映出Whipple防护结构的特性，Whipple防护结构可以有效防止空间碎片撞击的前提是利用前置的防护屏将碎片“击碎”，形成分散的碎片云，将集中的破坏动能分散到较大的范围内。如果碎片没有被“击碎”，而是完整穿过了防护屏，那么Whipple防护结构的效果将大大降低，碎片仍然具有较强的破坏作用。在本文的实例中，当子弹入射速度很大时，它撞击到防护屏所受到的反作用力也越强，很容易被击碎，从而分散了集中的动能，破坏力大大下降；但是在较低的入射速度时，子弹更容易“完整”穿过防护屏，此时破坏力仍然不小。物质点法模拟结果也显示出舱壁被打出一个小洞，

这一点和实验结果完全吻合。之后当子弹入射速度较大时，物质点法模拟结果显示舱壁完好无损，同实验照片也完全一致。表4.3中定量给出了不同子弹入射速度下实验和物质点法模拟给出的防护板及舱壁的损伤效果的对比：

表 4.3　填充式Whipple防护结构的实验与MPM 模拟结果对比

穿孔直径(mm)	冲击速度(m/s)	实验	MPM	误差
第一层防护屏	2190	9.26	9.33	0.76%
	3410	10.84	10.95	1.01%
	4060	11.48	11.50	0.17%
第二层防护屏	2190	12.81	14.10	10.07%
	3410	29.72	32.16	8.21%
	4060	38.87	41.26	6.15%
舱壁	2190	9.46	9.57	1.16%
	3410	无鼓包	无鼓包	-
	4060	鼓包	鼓包	-

从表4.3中可以看出，物质点法模拟结果与实验结果的误差在可允许的范围内，第一层防护屏在三种速度下的穿孔直径最大误差为1.01%，第二层泡沫铝防护屏在三种速度下的平均穿孔直径最大误差为10.07%，两层防护屏的平均穿孔直径都随着子弹速度的增加而增大，舱壁在3410m/s时的破坏程度最小。其中第二层泡沫铝防护屏的穿孔直径与实验相比误差较大，原因可能是泡沫铝的基体材料在加工后物性发生了些微小变化，而模拟中均采用的是基体材料原始的材料参数；另外加工后的泡沫铝材料内部孔洞中可能存在少量的气体，而模拟认为内部孔洞均为真空。

4.4.2　夹层式Whipple防护结构

图4.10和图4.11分别给出了夹层式Whipple防护结构示意图和其离散图。

超高速撞击结构中，单纯的泡沫铝板或是铝合金板不能很好地抵御撞击。本节采用一个三明治结构的泡沫铝防护屏作为防护结构，其中三明治板左右两边由厚为1mm的2A12铝合金板组成，中间为泡沫铝板，厚度为10mm，相对密度为27%，基体材料为ZL102。舱壁厚度为2mm，材质为5A06铝合金板。整体防护间距为152mm，三明治防护屏位于正中间，物质点间距均为0.2mm。子弹材料为Al2024，直径6.35mm，对Whipple防护结构正面撞击，撞击速度分别为2220m/s、3190m/s和4170m/s。

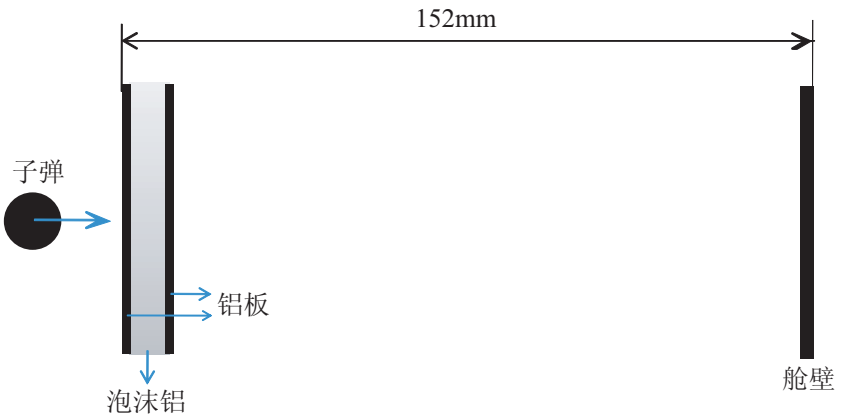


图 4.10　夹层式Whipple防护结构示意图

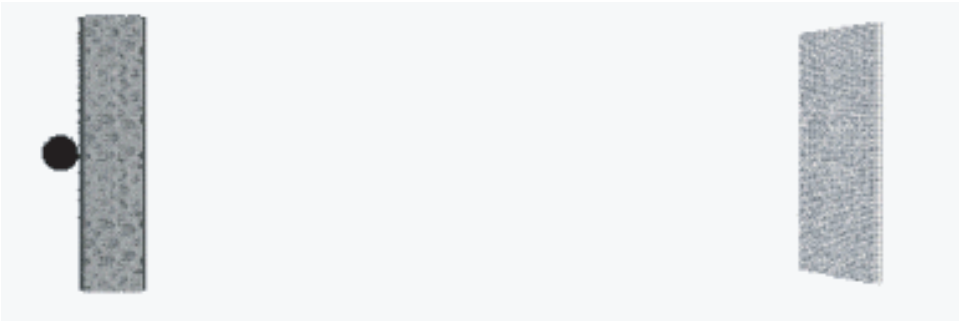
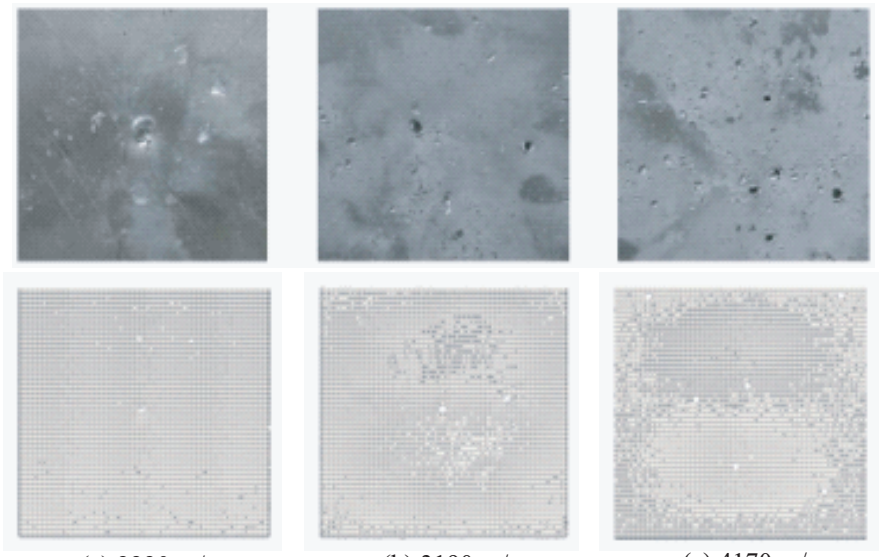


图 4.11　夹层式Whipple防护结构物质点离散图



图 4.12　夹层式Whipple防护结构过程图

图4.12中给出了模拟夹层式Whipple防护结构的过程图，从图4.12中观察到子弹高速撞击三明治结构的防护屏后发生破碎，之后子弹碎片击中背后的航天器舱壁，其中采用三明治结构的泡沫铝板可以有效增强其防护效果，前后两层铝合金板为三明治防护板增加强度，也构成抵抗子弹撞击的首道屏障。子弹击穿铝合金板后继续穿越中间的泡沫铝材料，形成碎片云，此时绝大部分动能都被吸收或分散，减弱其破坏力。



(a) 2220 m/s　(b) 3190 m/s　(c) 4170 m/s

图 4.13　船舱损伤结果。上面是实验结果[151]，下面是物质点法模拟结果

图4.13上面给出了实验中分别采用三种不同撞击速度时，子弹击穿防护屏后碎片对舱壁的损伤情况。下面给出对应撞击速度下物质点法模拟得到的舱壁损伤情况。其中子弹碎片分散在较大的范围内，部分高速运动的碎片会对舱壁造成破坏。比较实验和物质点法模拟的结果可以得出，当子弹冲击速度为2220m/s时，物质点法模拟和实验均处于临界穿孔状态，此时子弹的碎片已经具有足够的动能可以对舱壁造成威胁；当冲击速度为3190m/s时，物质点法模拟和实验均有两个穿孔；当速度为4170m/s时，物质点法有6个穿孔，实验有5个穿孔。随着子弹入射速度的提高，其击穿防护板后子弹碎片具有的动能也逐渐增加，对舱壁的破坏作用也增强了。不过采用三明治板后子弹冲击的集中破坏已经被分散为碎片的零散破坏，舱壁局部出现穿孔，但仍然可以保持完整性。

下面再对比一下两种不同的防护方案。可以看到在速度较低时（2000m/s附近），夹层式泡沫铝防护结构优于填充式泡沫铝防护结构，但在速度较高的情况下（3000m/s和4000m/s附近），则是填充式泡沫铝防护结构优于夹层式泡沫铝防护结构，此结果与前人采用光滑粒子流体动力学方法（SPH）计算得到的规律基

本一致[151]。从原理上分析，在低速条件下，子弹穿过填充式泡沫铝防护屏时不会完全破碎，击穿的子弹仍然具有很强的破坏力；但是夹层式泡沫铝结构强度更高，可以很好地“击碎”入射子弹，减弱其破坏力。相反在高速条件下，夹层式泡沫铝结构中的铝合金、泡沫铝靠紧在一起，容易被同时击穿，击穿后的子弹碎片仍然具有较高的动能；但是填充式泡沫铝结构中第一层的铝合金板可以首先降低子弹的入射速度，之后受到缓冲的子弹再打击到泡沫铝材料上就会被“击碎”，破坏力大大下降。模拟和实验结果指出防护结构的设计需要充分考虑应用环境和防护要求，在保证有效防护的前提下尽量减少所使用的防护材料，满足轻量化目标。另外通过两种防护结构的模拟结果与实验结果对比，表明物质点法能很好地模拟再现子弹高速撞击时对Whipple防护结构的破坏作用，模拟结果可以用于指导实际航天器防护结构的设计和优化。

4.5　本章小结

泡沫铝材料具有良好的能量吸收特性，能够较好地吸收超高速撞击后形成的碎片云。物质点法在处理此类问题中具有独特的优势，本文利用实验室自主开发的三维物质点法程序MPM3D来模拟两种含有泡沫铝的Whipple防护结构，其中泡沫铝的计算模型是基于Micro-CT扫描图片编写程序来重构的三维泡沫铝微观模型，该模型能较为真实的反映出超高速撞击中碎片云撞击泡沫铝孔壁时引起的材料破碎等现象。通过模拟验证，物质点法结合Micro-CT扫描图片重构的三维泡沫铝模型可以很好地模拟和再现真实的实验结果，通过填充式Whipple防护结构和夹层式Whipple防护结构的对比表明，在低速（2000m/s左右）条件下，夹层式Whipple防护结构优于填充式Whipple防护结构；而在高速（3000m/s以上）条件下，情况刚好相反。这一结论和之前研究者得到的结论一致。

第 5 章　闭孔泡沫铝相对密度与应变率效应的物质点法研究

5.1　引言

泡沫铝作为一种很好的吸能材料，已经被广泛的应用于航天器、车辆等的防护装置中，这些问题大都属于高速撞击问题，所以研究泡沫铝动态力学性能越来越受到人们的关注。作为吸能材料，其平台应力的高低及平台应力段的长短决定了其吸能能力的强弱。对于泡沫铝来讲，相对密度是表征其特性的重要参数，基体材料的性能也影响着泡沫铝材料的性能，另外材料内部孔洞的大小、形状及分布也影响着泡沫铝的力学性能。目前关于平台应力受相对密度和应变率影响的研究有很多。但由于泡沫铝制造过程的不同及动态压缩实验技术的差异，结论也是众说纷纭。

本文根据文献[112]和文献[109]中泡沫铝的图片生成泡沫铝的物质点模型，在实验室自主开发的三维物质点法程序中加入混合硬化模型描述泡沫铝基体材料的本构模型，分别模拟四种不同相对密度比的泡沫铝材料在应变率为100s^{-1}、1000s^{-1}、5000s^{-1}下的面内单轴压缩实验，并基于模拟得出的数据拟合Ruan提出的动态平台应力与应变率及相对密度表达式中的系数[101]，定量分析泡沫铝平台应力与应变率及相对密度的关系。本文还做了基体是纯铝的泡沫铝试样的动态Hopkinson杆压缩实验，研究不同应变率对其平台应力的影响。

5.2　混合硬化模型

5.2.1　混合硬化模型描述

混合硬化模型可以用来模拟各向同性硬化和随动硬化兼有的模型[92]，本节是参考LS-DYNA中第3号材料模型，并在其中考虑了Jaumann应变率。

对于各向同性硬化模型，其屈服面的形状和位置均不变，只有大小变化，对于随动硬化模型，其屈服面的形状与大小均不变，只有位置在变。因此屈服条件为：

$$\phi = \frac{1}{2}\xi_{ij}\xi_{ij} - \frac{\sigma_y^2}{3} = 0 \tag{5-1}$$

此处$\xi_{ij} = s_{ij} - \alpha_{ij}$, $\sigma_y = \sigma_0 + \beta E_p \varepsilon_{\text{eff}}^p$, $\alpha_{ij}^{\nabla} = (1-\beta)\frac{2}{3}E_p\dot{\varepsilon}_{ij}^p$。

应变率效应采用Cowper-Symonds模型[92]：

$$\sigma_y = [1 + (\frac{\dot{\varepsilon}}{C})^{\frac{1}{p}}](\sigma_0 + \beta E_p \varepsilon_{\text{eff}}^p) \tag{5-2}$$

p和C是Cowper-Symonds模型的参数，$\dot{\varepsilon} = \sqrt{\dot{\varepsilon}_{ij} \cdot \dot{\varepsilon}_{ij}}$是应变率。$E_p = \frac{E_t E}{E - E_t}$，$\varepsilon_{\text{eff}}^p$是等效塑性应变。$\beta = 1$时对应各向同性硬化模型，$\beta = 0$时对应机动硬化模型，如图5.1。

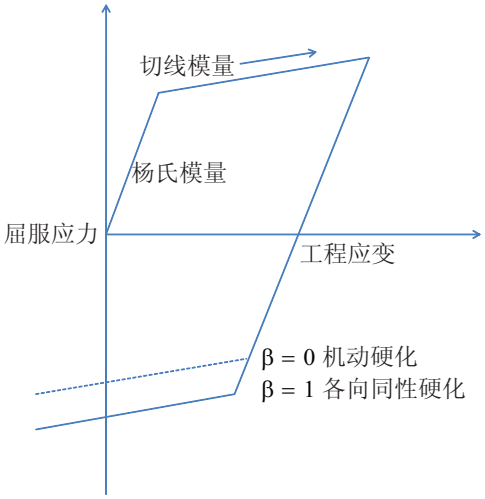


图 5.1　混合硬化模型中中屈服应力与工程应变的关系曲线

塑性应变率为

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \dot{\varepsilon}_{ij} - \dot{\varepsilon}_e \tag{5-3}$$

式中$\dot{\varepsilon}_{ij}$为全应变率，$\dot{\varepsilon}_e$为弹性应变率。

应力更新中首先计算试探应力

$$\sigma_{ij}^{*(n+1)} = \sigma_{ij}^n + C_{ijkl} \triangle \varepsilon_{kl} \tag{5-4}$$

此处σ_{ij}^n是上一步的应力张量，C_{ijkl}是切向弹性模量，$\triangle \varepsilon_{kl}$是应变增量。此时试探偏应力张量为

$$s_{ij}^{*(n+1)} = \sigma_{ij}^{*(n+1)} - \frac{1}{3}\sigma_{kk}^{*(n+1)} \tag{5-5}$$

$$\xi_{ij}^{*(n+1)} = s_{ij}^{*(n+1)} - \alpha_{ij} \tag{5-6}$$

此时屈服面为

$$\phi = \frac{3}{2}\xi_{ij}^{*(n+1)}\xi_{ij}^{*(n+1)} - \sigma_y^2 = \Lambda^2 - \sigma_y^2 \tag{5-7}$$

若$\phi \le 0$，则弹性试探状态即为真实解，若$\phi \ge 0$，需要塑性修正。

$n+1$时刻塑性应变为

$$\varepsilon_e^{p(n+1)} = \varepsilon_e^{pn} + \frac{\Lambda - \sigma_y}{3G + E_p} = \varepsilon_e^{pn} + \triangle\varepsilon_e^p \tag{5-8}$$

应力及屈服面中心点的更新公式分别为

$$\sigma_{ij}^{n+1} = \sigma_{ij}^{*(n+1)} - \frac{3G\triangle\varepsilon_e^p}{\Lambda}\xi_{ij}^{*(n+1)} \tag{5-9}$$

$$\alpha_{ij}^{n+1} = \alpha_{ij}^{n} + \frac{(1-\beta)E_p\triangle\varepsilon_e^p}{\Lambda}\xi_{ij}^{*(n+1)} \tag{5-10}$$

5.2.2　混合硬化模型验证

为验证在物质点法程序中引入的混合硬化模型是正确的，本节分别采用三维物质点法程序MPM3D和商业软件LS-DYNA模拟Taylor杆问题。 Taylor长度为38.1mm，底端半径为12.7mm，冲击速度为50m/s，计算时间0.1mm。具体材料参数参见表5.1。

表 5.1　Taylor杆实验中混合硬化模型材料参数

密度(kg/m^3)	杨氏模量(MPa)	υ	屈服应力(MPa)
8.9	117000	0.35	150
切线模量(MPa)	C(s^{-1})	p	β
500	40	5	1

图5.2为物质点法程序与商业软件LS-DYNA模拟的Taylor问题中动能与内能分别随时间变化的曲线，可以看出两种方法计算得到的动能与内能曲线均吻合的很好，说明在物质点程序中加入的混合硬化模型是有效可用的。本文利用该模型来模拟泡沫铝材料。

5.3　不同相对密度的泡沫铝面内动态单轴压缩实验的物质点法模拟

本节采用实验室自主开发的物质点法程序MPM3D来模拟泡沫铝面内动态单轴压缩实验，基体材料模型采用上节中添加的混合硬化模型，材料参数见表5.2。其中表5.2中$C = 6500\text{s}^{-1}$表示基体材料考虑了应变率效应， $C = 6.5 \times 10^6\text{s}^{-1}$表示基体材料未考虑应变率效应。采用物质点接触算法，摩擦系数设为0.01。没有考虑

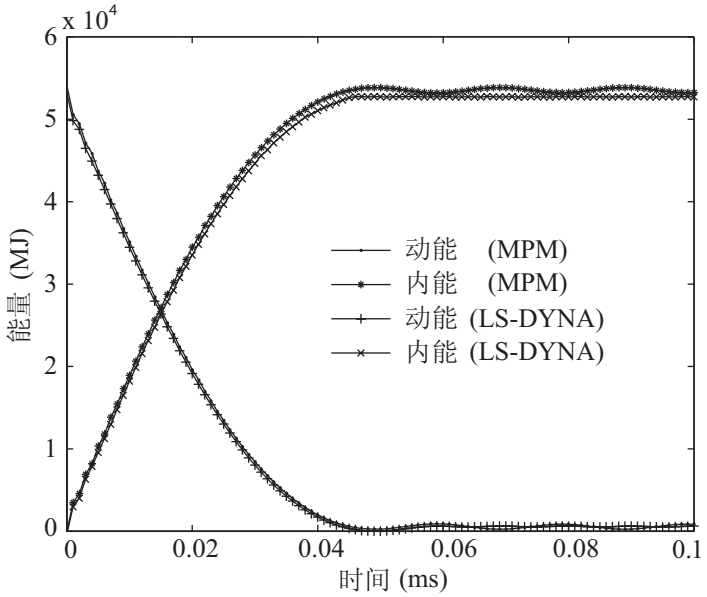


图 5.2　MPM3D与LS-DYNA计算得到的动能与内能随时间变化的曲线

物质点的失效。泡沫铝试样上方受到刚性墙的冲击，每次冲击速度是恒定的，泡沫铝下方是固定的刚性墙约束，试样左右两边是自由的，采用平面应变假设，所有物质点的面外自由度被限制。动态应力值采用刚体与泡沫铝材料单位接触面积上的接触力。

表 5.2　泡沫铝单轴压缩实验中混合硬化模型材料参数

密度(kg/m^3)	杨氏模量(MPa)	υ	屈服应力(MPa)
2.7	69000	0.3	76
切线模量(MPa)	C(s^{-1})	p	β
690	6500	4	1

相对密度为40%、30%和20%的泡沫铝的物质点模型是基于文献[112]中的图片生成的，相对密度为10%的泡沫铝的物质点模型是基于文献[109]中的图片生成的。具体方法类似第四章中基于扫描图片生成泡沫铝物质点模型的方法，这里不再重复。本节分别模拟了应变率为100s^{-1}、1000s^{-1}、5000s^{-1}三种情况。

5.3.1　相对密度为40%的泡沫铝

图5.3给出了相对密度为40%的泡沫铝试样的物质点模型。

图5.4给出了当考虑基体材料的应变率效应时应变率为1000s^{-1}时物质点法程序(MPM3D)模拟的应力应变曲线（此处是经过滤波后得到的光滑曲线，以下模拟

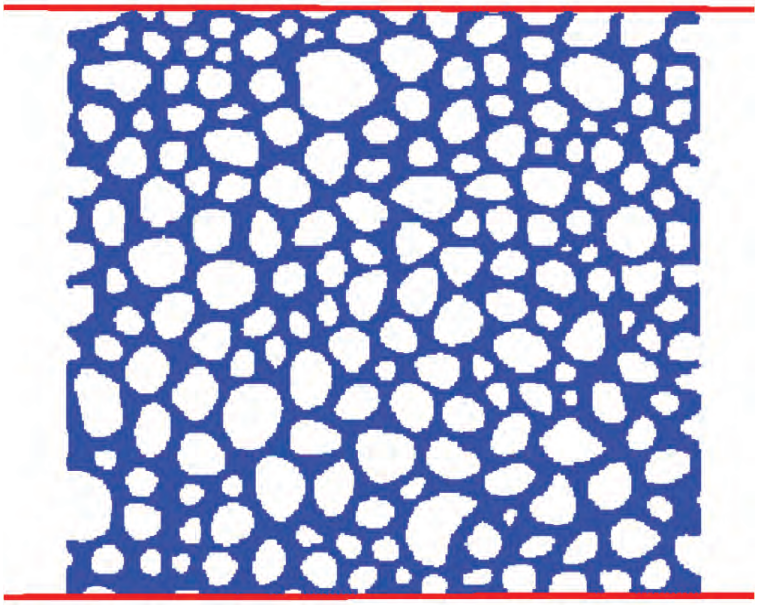


图 5.3　相对密度40%的泡沫铝的物质点模型

的应力应变曲线亦是经过滤波后得到的结果），与文献[112]中用有限元模拟的结果的比较，可以看到两种方法模拟得出的泡沫铝应力应变曲线图基本吻合，说明物质点法程序模拟此类问题是有效的，我们可以进一步用其作为手段来研究泡沫铝的一些力学性能。

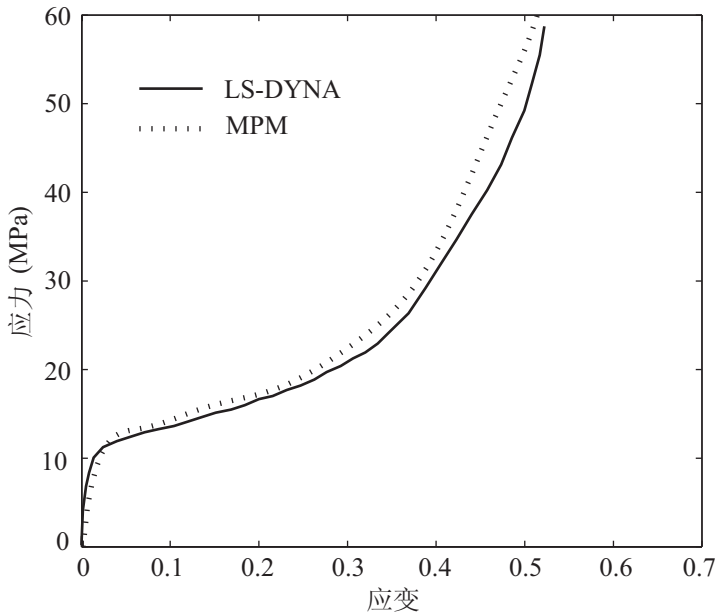


图 5.4　MPM3D与有限元[112]模拟得到的泡沫铝应力应变曲线图比较

图5.5给出了考虑基体材料的应变率效应时应变率分别为100s^{-1}、1000s^{-1}、5000s^{-1}三种情况，可以看出相对密度为40%的泡沫铝在单

轴压缩下，其应力应变曲线分为三个阶段：初始的弹性阶段，中间的平台应力段和后来的压实段。在弹性阶段，应力应变曲线并不是直线，这是由于在整体未达到屈服应力之前，局部孔壁的压力超过了基体材料的屈服应力，此处发生塑性屈服并且是不可恢复的，即导致材料内部出现了局部的塑性变形，使得应力应变曲线上杨氏模量不是一个定值，一般取应变为0.2时对应的杨氏模量作为泡沫铝的杨氏模量。平台应力段，在较低的应力平台下可以产生很大的塑性流动，因而泡沫铝是很好的吸能材料。紧接平台应力段之后，应力应变曲线出现上升趋势，表明材料进入了压实段，此时泡沫铝的力学性能越来越接近基体材料的力学性能。另外从图5.5可以看到，泡沫铝的平台应力随着应变率的增加而增加，应变率越小，平台应力越平缓。图5.6给出了未考虑基体材料的应变率效应时应变率分别为$100s^{-1}$、$1000s^{-1}$、$5000s^{-1}$三种情况，可以看出当未考虑基体材料的应变率时，随着应变率的增加，平台应力变化不明显。结合图5.5和图5.6得出，泡沫铝的应变率效应取决于基体材料，当基体材料具有应变率效应时，泡沫铝材料也具有明显的应变率效应，若基体材料是应变率不敏感材料，则泡沫铝材料的应变率效应也不明显。

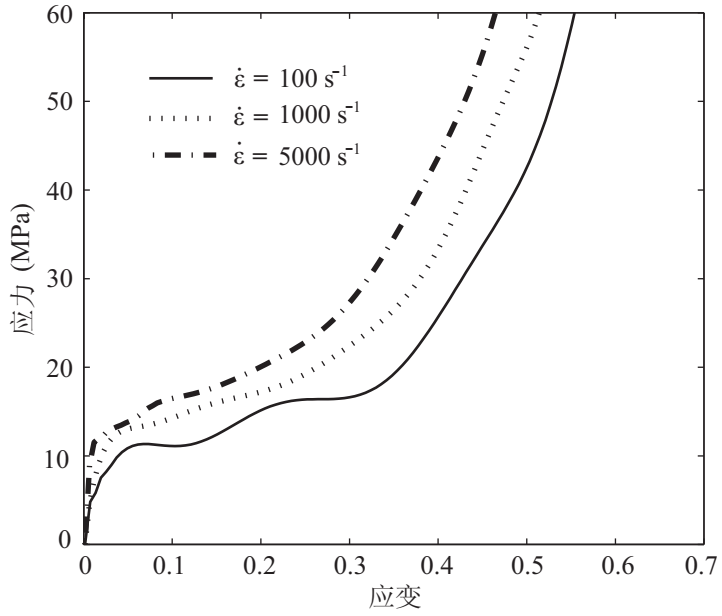


图 5.5　不同应变率时相对密度40%的泡沫铝的应力应变曲线（考虑应变率效应）

图5.7(a)、图5.7(b)、图5.7(c)、图5.7(d)分别表示应变率为$100s^{-1}$考虑基体材料应变率效应、应变率为$100s^{-1}$未考虑基体材料应变率效应和应变率为$5000s^{-1}$考虑基体材料应变率效应时不同应变对应的泡沫铝的变形图。从图5.7(a)可以看出，冲击速度较高时，初始时刻泡沫铝的变形主要集中在冲击端，随后向固定端推移，

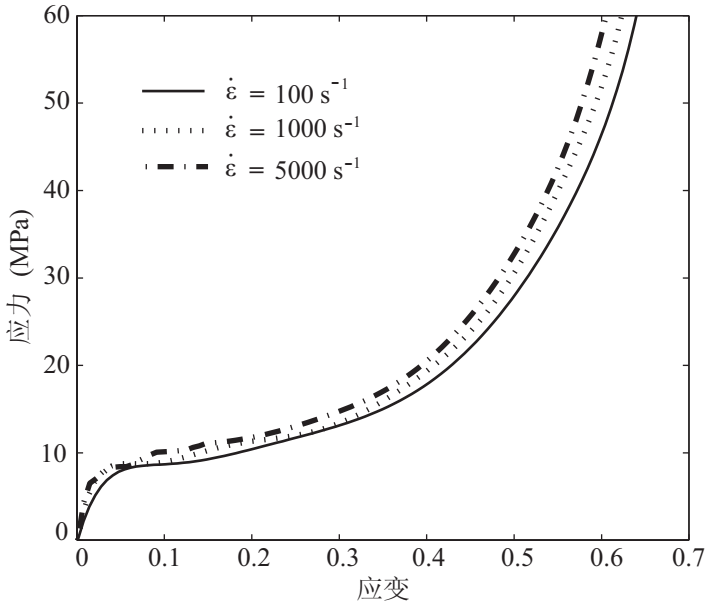


图 5.6　不同应变率时相对密度40%的泡沫铝的应力应变曲线（未考虑应变率效应）

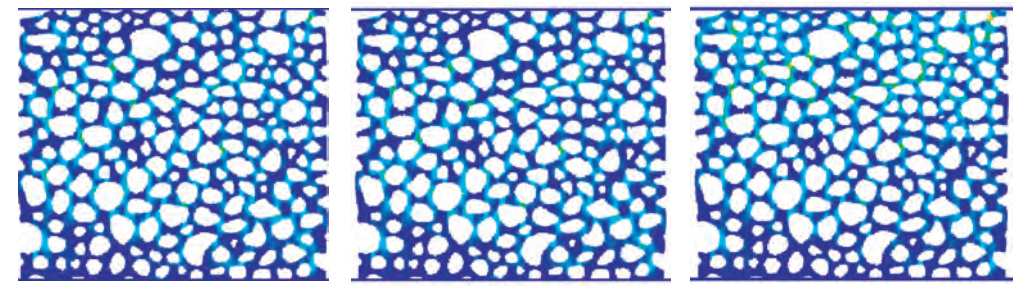
最后达到压实阶段。而冲击速度较低时，初始时刻的变形即达到较远的区域，随后也进入压实段。通过比较应变率为100s^{-1}时是否考虑基体材料的应变率效应来看，两种情况下泡沫铝的变形图基本一致，说明基体材料的应变率效应对于泡沫铝的变形机制影响不大。另外从变形图我们还可以分析出，相对密度为40%的闭孔泡沫铝在单轴压缩下，其破坏行为主要孔洞的减小及胞壁的塑性流动产生的，这种变形机制也说明了泡沫铝材料会表现出基体材料的性能，验证了上面得出的相对密度为40%的泡沫铝其应变率效应取决于基体材料的应变率效应。最后，随着孔洞的进一步减小，泡沫铝逐步达到压实阶段。

5.3.2　相对密度为30%的泡沫铝

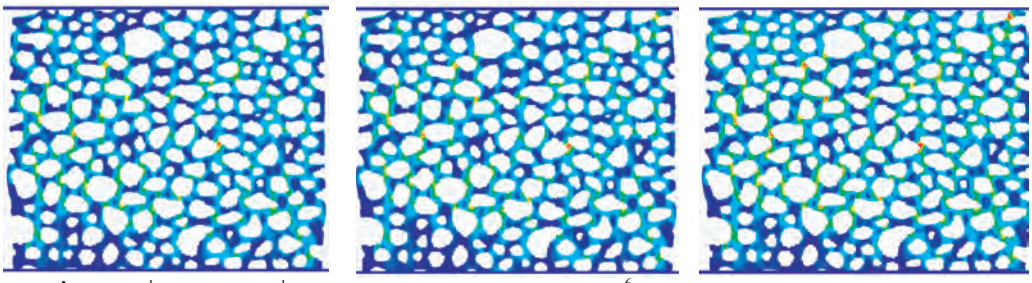
图5.8给出了相对密度为30%的泡沫铝试样的物质点模型。

图5.9给出了当考虑基体材料的应变率效应时应变率为1000s^{-1}时物质点法程序(MPM3D)模拟的应力应变曲线与文献[112]中用有限元模拟的结果的比较，可以看到两种方法模拟得出的泡沫铝应力应变曲线图吻合的也很好。

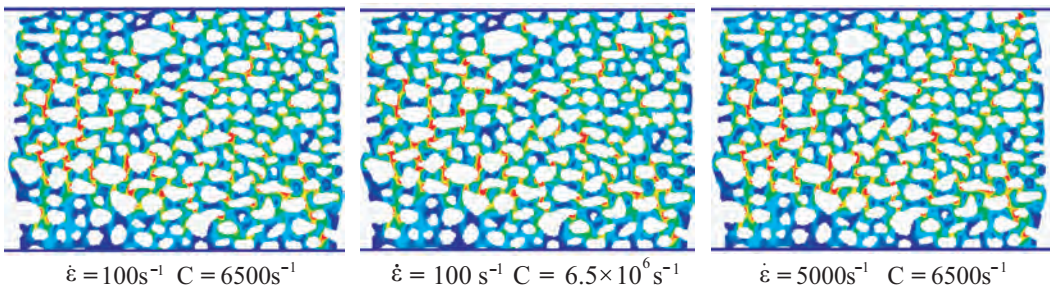
进一步研究当考虑基体材料的应变率效应时应变率分别为100s^{-1}、1000s^{-1}、5000s^{-1}时相对密度为30%的泡沫铝应力应变关系，见图5.10，相对密度为30%的泡沫铝在单轴压缩下，其应力应变曲线也有明显的三个阶段，且平台应力段比相对密度为40%的泡沫铝的平台段平缓且长，但平台应力较之相对密度为40%的泡沫铝低。对于不同应变率下相对密度为30%的泡沫铝也表现出了一定的应变率效应，但没有相对密度为40%的泡沫铝的应变率效应



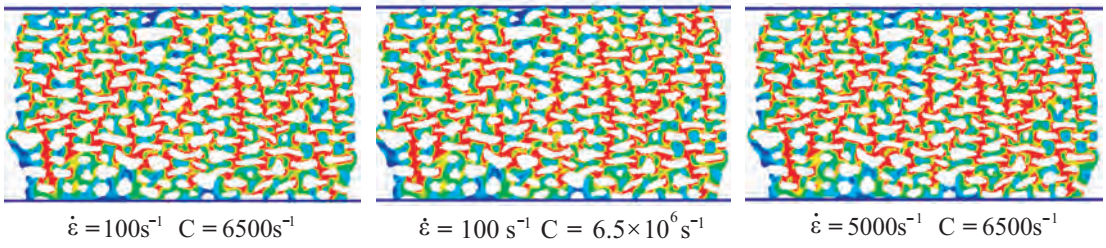
(a) ε = 0.04



(b) ε = 0.08



(c) ε = 0.17



(d) ε = 0.38

图 5.7　相对密度为40%的泡沫铝在不同应变率及不同基体材料情况下各个时刻的变形图

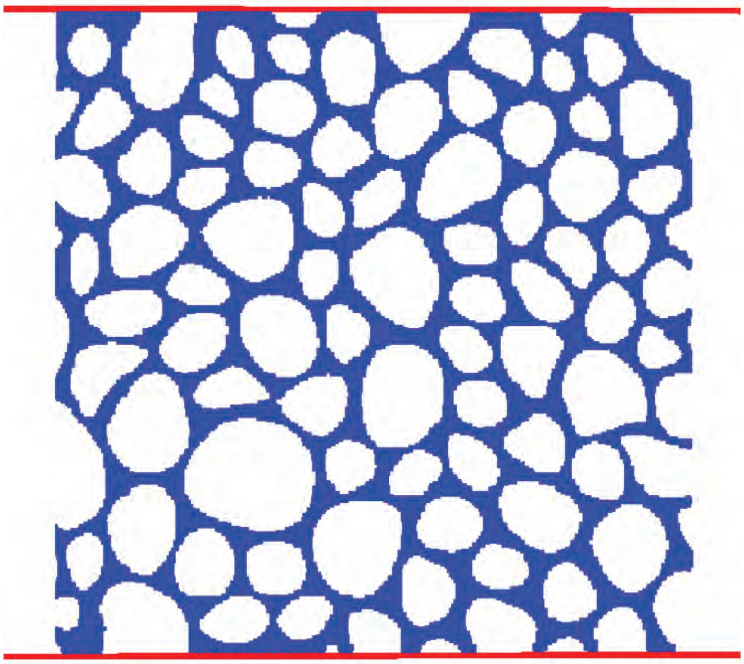


图 5.8　相对密度30%的泡沫铝的物质点模型

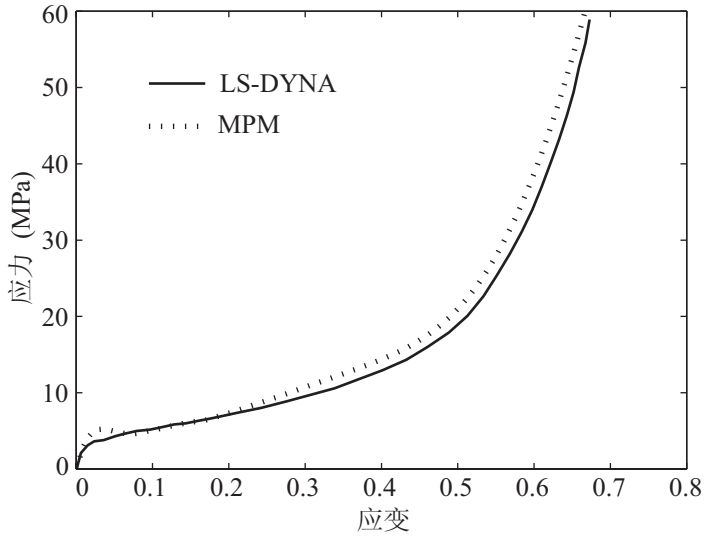


图 5.9　MPM3D与有限元[112]模拟得到的泡沫铝应力应变曲线图比较

明显。

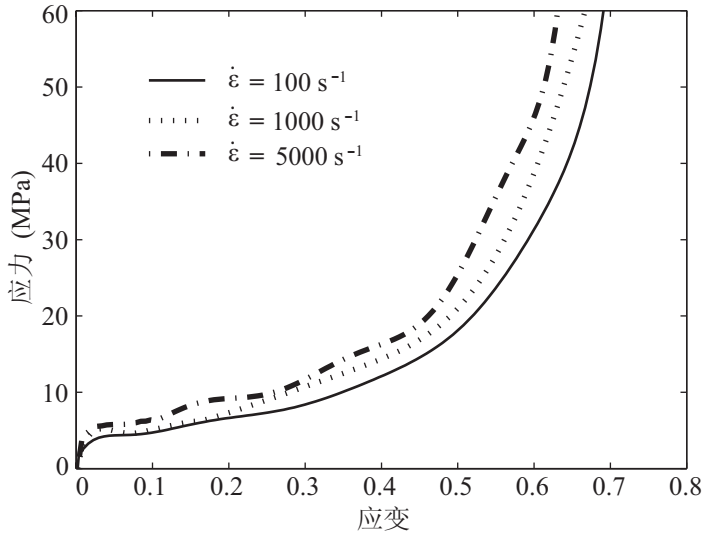


图 5.10　不同应变率时相对密度30%的泡沫铝的应力应变曲线（考虑应变率效应）

图5.11给出了未考虑基体材料的应变率效应时应变率分别为100s^{-1}、1000s^{-1}、5000s^{-1}三种情况，可以看出当未考虑基体材料的应变率时，泡沫铝的应变率效应也不明显。从图5.10和图5.11看出，相对密度为30%的泡沫铝的应变率效应也取决于基体材料，当基体材料具有应变率效应时，泡沫铝也具有一定的应变率效应；若基体材料不具有应变率效应时，则泡沫铝材料的应变率效应也不敏感。另外针对相同的基体材料，相对密度40%的泡沫铝比相对密度30%的泡沫铝具有更明显的应变率效应。

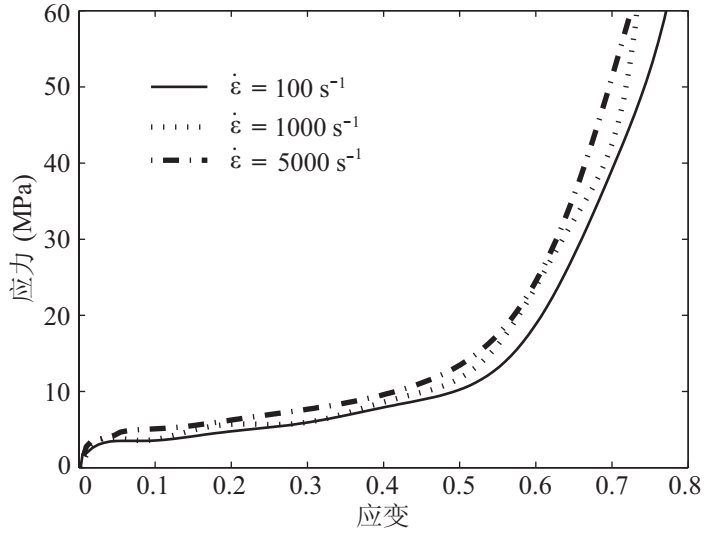


图 5.11　不同应变率时相对密度30%的泡沫铝的应力应变曲线（未考虑应变率效应）

5.3.3　相对密度为20%的泡沫铝

图5.12给出了相对密度为20%的泡沫铝试样的物质点模型。

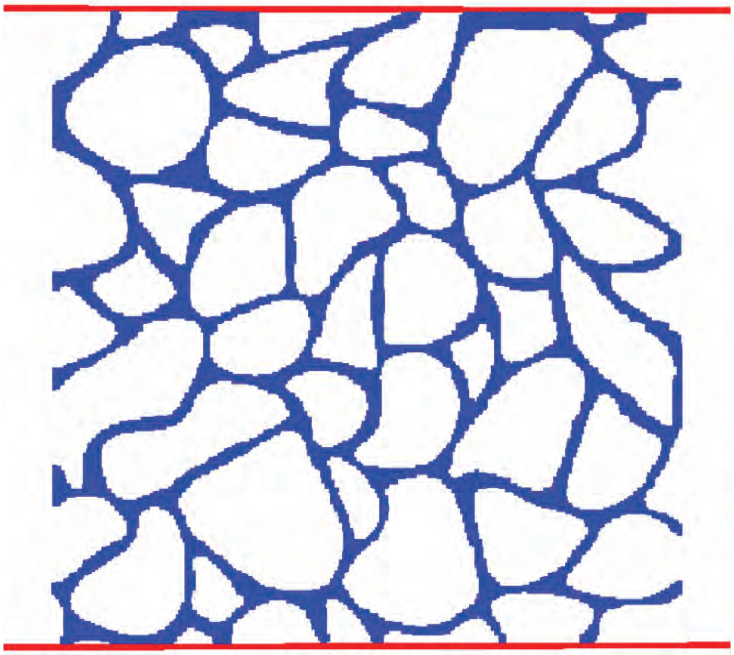


图 5.12　相对密度20%的泡沫铝的物质点模型

当考虑基体材料的应变率效应时应变率分别为$100s^{-1}$、$1000s^{-1}$、$5000s^{-1}$时相对密度为20%的泡沫铝应力应变关系，见图5.13，相对密度为20%的泡沫铝的平台应力比相对密度分别为40%、30%的泡沫铝低很多，平台应力段较之两者也最长，但在不同应变率下其应变率效应很小，几乎可以忽略。

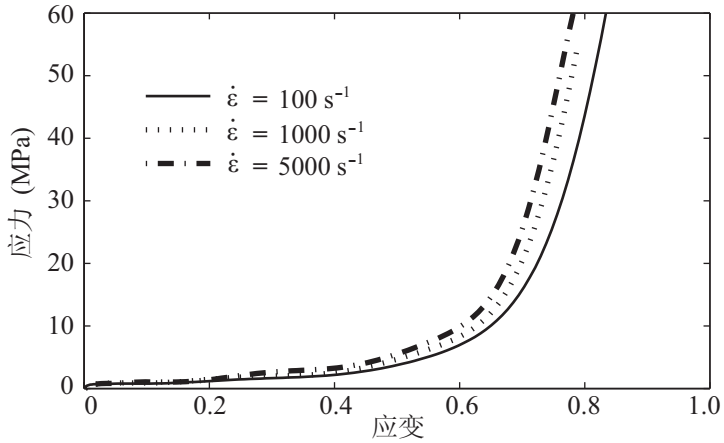


图 5.13　不同应变率时相对密度20%的泡沫铝的应力应变曲线（考虑应变率效应）

图5.14给出了未考虑基体材料的应变率效应时应变率分别为$100s^{-1}$、$1000s^{-1}$、$5000s^{-1}$三种情况，观察图得出了与之前相同的结论，即

基体材料不具有应变率效应时，相应的泡沫铝也不具有应变率效应。结合图5.13和图5.14得出，对于相对密度为20%的泡沫铝，不管基体材料考虑应变率效应与否，其应变率效应均不太明显。

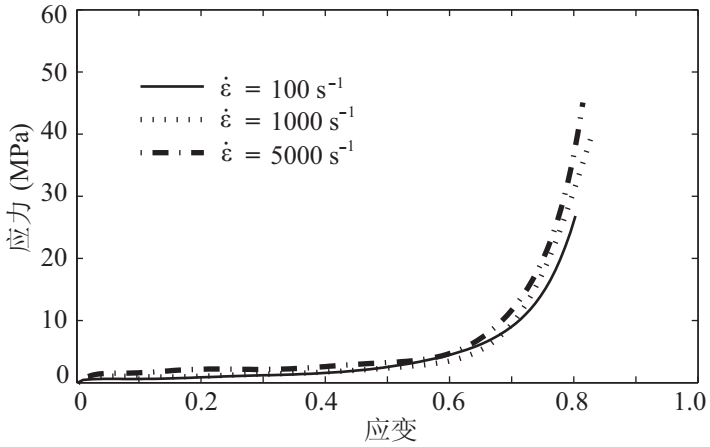


图 5.14　不同应变率时相对密度20%的泡沫铝的应力应变曲线（未考虑应变率效应）

图5.15给出了相对密度为20%的泡沫铝在应变率为100s^{-1}下对应的不同时刻的变形图，从图中观察得出，相对密度为20%的泡沫铝，其破坏行为主要取决于胞壁的屈曲和失稳。孔洞的分布和形状影响着其变形行为，这种变形机制也很好的解释了相对密度为20%的泡沫铝未能展现基体材料的应变率效应的原因。

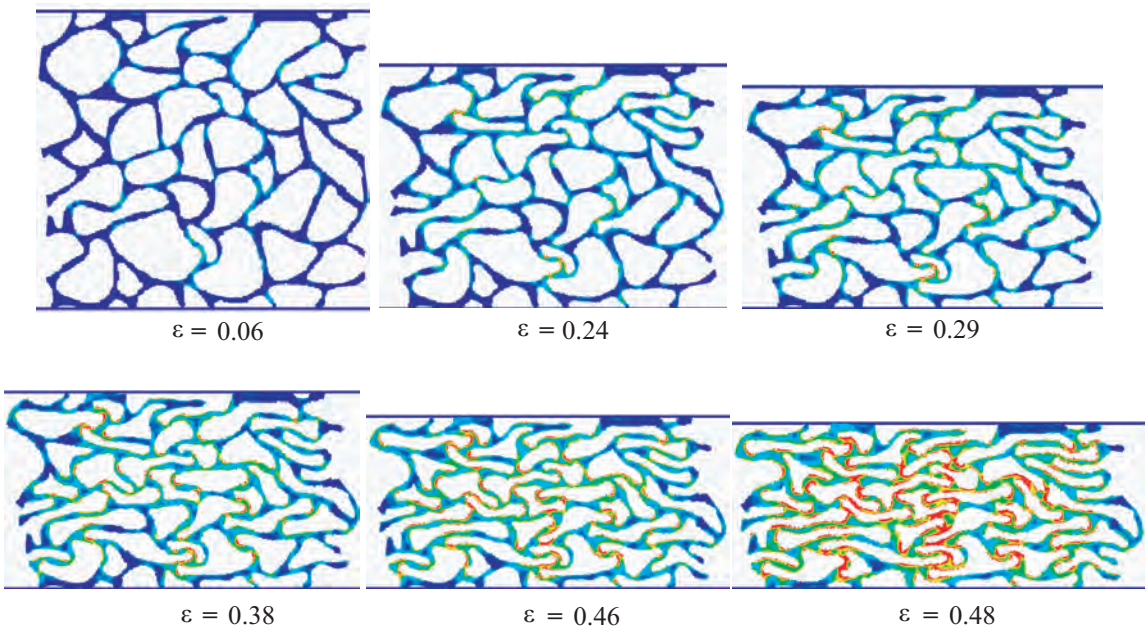


图 5.15　相对密度为20%的泡沫铝单轴压缩下的变形图

5.3.4　相对密度为10%的泡沫铝

图5.16给出了相对密度为10%的泡沫铝试样的物质点模型。

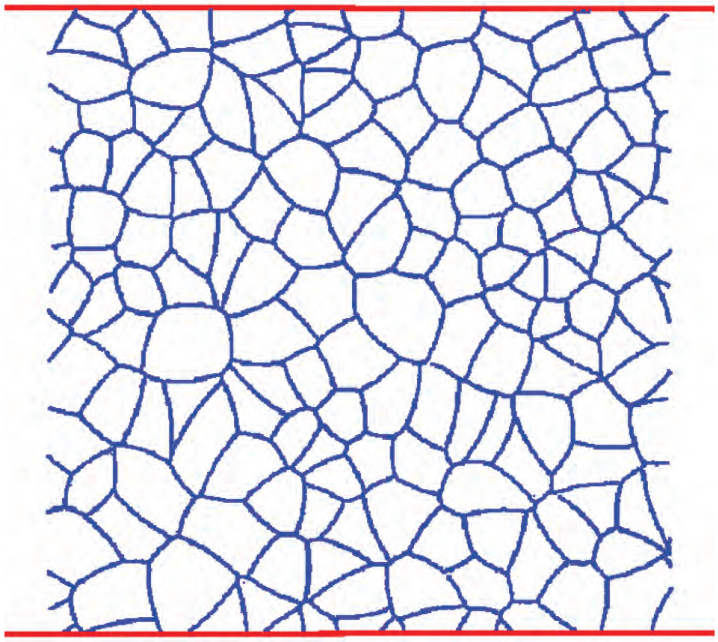


图 5.16　相对密度10%的泡沫铝的物质点模型

图5.17和图5.18分别给出了考虑基体材料的应变率效应与未考虑基体材料的应变率效应时，相对密度为10%的泡沫铝在应变率为1000s^{-1}和5000s^{-1}时的应力应变曲线，通过观察得出，不管基体材料是否考虑应变率效应，相对密度为10%的泡沫铝都没有应变率效应，且其平台应力较之相对密度为40%、30%、20%的泡沫铝更长更平坦也更低。

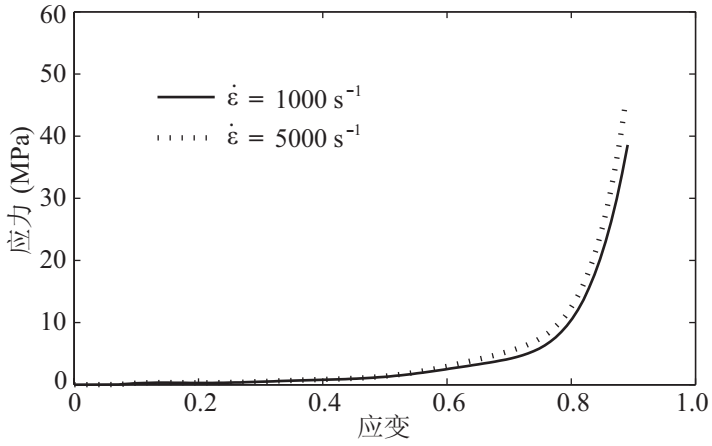


图 5.17　不同应变率时相对密度10%的泡沫铝的应力应变曲线（考虑应变率效应）

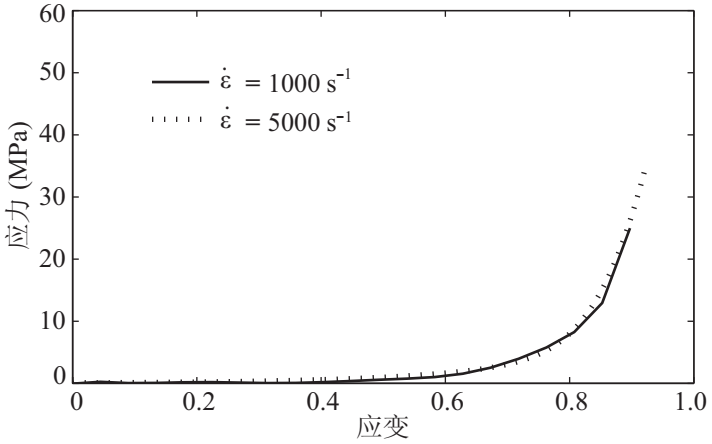


图 5.18　不同应变率时相对密度10%的泡沫铝的应力应变曲线（未考虑应变率效应）

5.4　研究泡沫铝动态平台应力与应变率和相对密度的关系

进一步定量分析应变率和相对密度对动态平台应力的影响，先列举目前常用的平台应力与应变率和相对密度之间的关系式。

Gibson等人给出泡沫金属的塑性坍塌强度与温度及应变率的表达式为[78]：

$$\sigma_{\mathrm{pl}}^{*} = (\sigma_{\mathrm{pl}}^{*})^{0}(1 - \frac{AT}{T_m}\ln\frac{\dot{\varepsilon}_0}{\dot{\varepsilon}}) \tag{5-11}$$

其中$(\sigma_{\mathrm{pl}}^{*})^{0}$是0K时的屈服强度，$A$和$\dot{\varepsilon}_0$是材料参数，方程(5-11)表明屈服强度随着温度的升高而降低，随着应变率的增加而增加。

Gibson等人给出了闭孔泡沫材料其平台应力与相对密度及基体材料的屈服应力之间的关系[78]。

$$\frac{\sigma_{\mathrm{pl}}}{\sigma_{\mathrm{ys}}} \approx 0.3(\phi\frac{\rho}{\rho_s})^{\frac{3}{2}} + 0.4(1-\phi)\frac{\rho}{\rho_s} + \frac{p_0 - p_{\mathrm{at}}}{\sigma_{\mathrm{ys}}} \tag{5-12}$$

其中σ_{pl}和σ_{ys}分别表示泡沫材料的平台应力和基体材料的屈服应力，ρ和ρ_s分别表示泡沫材料的密度与基体材料的密度，ϕ表示孔棱所占的固体分数，p_0和p_{pl}分别表示孔洞内初始压力和大气压力。公式(5-12)中第一项表示闭合孔穴对其平台应力的影响，第二项表示含膜应力，第三项表示气体压力的贡献。其中Gibson指出第一项的影响是最大的，第二和第三项大部分情况下可以忽略。从公式(5-12)中可以看出平台应力随着相对密度的增加而明显的增加。

Langdon给出泡沫金属的平台应力与基体材料的屈服应力及相对密度的关系为[157]：

$$\frac{\sigma_{\mathrm{pl}}}{\sigma_{\mathrm{ys}}} = 0.93(\frac{\rho_f}{\rho_s})^{2.74} \tag{5-13}$$

Ruan给出了泡沫金属动态平台应力与准静态平台应力之间的关系为[101]

$$\frac{\sigma_{\mathrm{pl}}}{\sigma_{\mathrm{ys}}} = A(1 + B\dot{\varepsilon}^{p})(\frac{\rho}{\rho_{s}})^{n} \tag{5-14}$$

式中A, B是系数，p, n是指数，对于准静态下，$\dot{\varepsilon} = 0$，此时公式(5-14)简化为$\frac{\sigma_{\mathrm{pl}}}{\sigma_{\mathrm{ys}}} = A(\frac{\rho}{\rho_{s}})^{n}$，此时与Gibson等人提出的模型是一致的。

Kou等人给出动态屈服应力与静态屈服应力的关系式为[158]：

$$Y = Y_{0} * [1+\mathrm{nln}(1+\dot{\varepsilon}^{p}/\dot{\varepsilon}_{0}^{p})] \tag{5-15}$$

本文基于Ruan提出的公式[101]，利用5.3.2节中模拟得出的不同应变率及不同相对密度的泡沫铝平台应力值去拟合公式中的系数。平台应力取应变为0.1 ~ 0.5之间的应力平均值。图5.19是文献[112]给出的泡沫铝准静态时应力应变曲线。

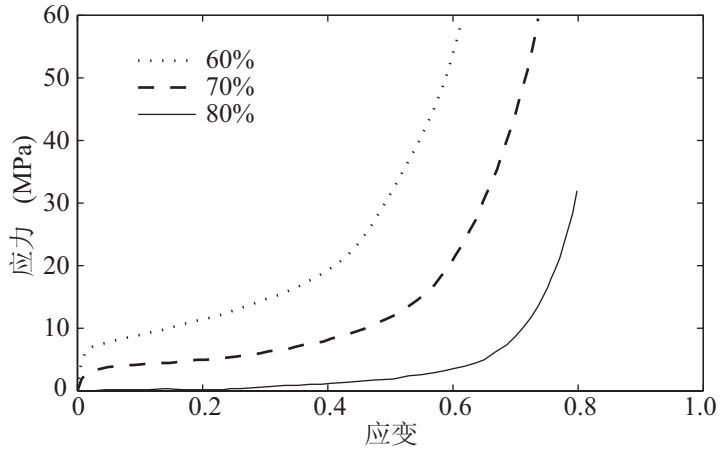


图 5.19　相对密度为40%、30%和20%的泡沫铝准静态下应力应变曲线[112]

表5.3给出了相对密度为40%，30%，20%的泡沫铝在100s^{-1}、1000s^{-1}、5000s^{-1}应变率时计算的动态平台应力与基体材料屈服应力的比值，根据表中的数据利用非线性最小二乘法拟合公式(5-14)中的系数得出，$A = 3.5869$，$B = 0.0317$，$p = 0.3727$，$n = 3.1034$。从表中可以看出，动态平台应力与基体材料的屈服应力的比值随着相对密度的减小而减小，说明相对密度较高的泡沫铝，更加能反应出基体材料的性质，如果基体材料具有应变率效应，则相应的泡沫铝也具有应变率效应。

5.5　泡沫铝的动态Hopkinson杆试验

Hopkinson杆试验对于中等应变率即（10^{2} ~ 10^{4}s^{-1}）得到了普遍的认可，其装置中包含撞击杆、输入杆、试件、输出杆和反射杆，如图5.20。当撞击杆撞击

表 5.3　不同相对密度的泡沫铝在不同应变率下动态平台应力与基体材料屈服应力的比值。

$\bar{\rho}$	$\dot{\varepsilon}(\mathrm{s}^{-1})$	$\frac{\sigma_{\mathrm{pl}}}{\sigma_{\mathrm{ys}}}$
40%	100	0.2562
	1000	0.3269
	5000	0.4181
30%	100	0.1076
	1000	0.1278
	5000	0.1516
20%	100	0.0251
	1000	0.0291
	5000	0.0363

输入杆后，在输入杆中产生一个脉冲，弹性波从输入杆中传到试件中，并使试件发生塑性变形，输入杆和输出杆通过应变片传感器测定入射脉冲、反射脉冲及透射脉冲，设幅值分别为ε_{I}，ε_{R}，ε_{T}。下面根据三个脉冲来推导应力应变关系。

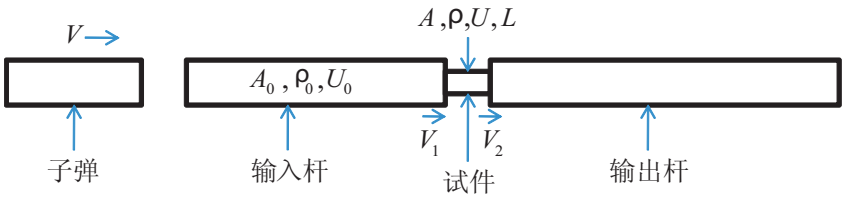


图 5.20　分离式Hopkinson杆试验示意图[159]

Hopkinson杆中试件的波阻抗小于输入输出杆的波阻抗，即$\rho_0 A_0 C_0 > \rho A C$，式中$C_0, C$分别为输入输出杆的声速和试件的声速。$V_1$和$V_2$分别为试件左右两端的速度，且有$V_1 > V_2$。随着试件的缩短，试件内部会发生塑性变形，其应变率的表达式为：

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\mathrm{d}\varepsilon}{\mathrm{d}t} = \frac{V_1(t) - V_2(t)}{L} \tag{5-16}$$

应变与速度的关系为

$$C\varepsilon = U_p \tag{5-17}$$

因此在试件左右两端分别有：

$$V_1 = C_0 \varepsilon_{\mathrm{I}}(t = 0) \tag{5-18}$$

$$V_2 = C_0\varepsilon_{\mathrm{T}} \tag{5-19}$$

由于反射波的存在使V_1减小，故：

$$V_1 = C_0(\varepsilon_{\mathrm{I}} - \varepsilon_{\mathrm{T}}) \tag{5-20}$$

根据公式(5-16)、公式(5-18)、公式(5-19)、公式(5-20)可以得出

$$\dot{\varepsilon}(t) = \frac{C_0}{L}(\varepsilon_{\mathrm{I}} - \varepsilon_{\mathrm{R}} - \varepsilon_{\mathrm{T}}) \tag{5-21}$$

对应变率进行积分可得：

$$\varepsilon(t) = \frac{C_0}{L}\int_0^t [\varepsilon_{\mathrm{I}}(t) - \varepsilon_{\mathrm{R}}(t) - \varepsilon_{\mathrm{T}}(t)]\mathrm{d}t \tag{5-22}$$

假定试件中达到平衡状态，则其应力为：

$$\sigma = \frac{P_1(t) + P_2(t)}{2A} \tag{5-23}$$

式中$P_1(t)$和$P_2(t)$分别为试件左右两端的力，具体表达式为

$$P_1(t) = A_0E_0(\varepsilon_{\mathrm{I}} + \varepsilon_{\mathrm{R}}) \tag{5-24}$$

$$P_2(t) = A_0E_0\varepsilon_{\mathrm{T}} \tag{5-25}$$

$$\sigma = \frac{A_0E_0}{2A}[\varepsilon_{\mathrm{I}}(t) + \varepsilon_{\mathrm{R}}(t) + \varepsilon_{\mathrm{T}}(t)] \tag{5-26}$$

其中E_0和A_0分别为杆的弹性模量和横截面积。平衡状态下，$P_1(t) = P_2(t)$，且$\varepsilon_{\mathrm{I}} + \varepsilon_{\mathrm{R}} = \varepsilon_{\mathrm{T}}$，故有：

$$\dot{\varepsilon}(t) = -\frac{2C_0}{L}\varepsilon_{\mathrm{R}} \tag{5-27}$$

$$\varepsilon(t) = -\frac{2C_0}{L}\int_0^t \varepsilon_{\mathrm{R}}\mathrm{d}t \tag{5-28}$$

波在试件中传播时，要经过多个来回才能趋于平衡，波阵面的上升时间是有限的，要保证该上升时间与波在试件中的传播时间处于同一量级，才能保证试件中产生均匀的塑性变形。泡沫铝的Hopkinson杆试验存在一些困难：泡沫铝的

波阻抗远小于输入输出杆的波阻抗，导致脉冲经过样品后透射到输出杆很少，大部分反射回来了，透射到输出杆的脉冲很微弱，容易受干扰信号的影响；为了使试验测得的数据具有统计规律，要求泡沫铝在直径方向上保证10个以上的孔洞，因此试样的尺寸会偏大，这就要求输入输出杆的直径更大；泡沫铝试样的波阻抗很小，容易引起试样内部应力的不均匀性。为解决以上困难，本文所做的Hopkinson杆试验采用了大直径的输入输出杆（37cm）；采用半导体应变片，以获得更可靠的透射波形；输入输出杆采用铝合金杆，以降低输入输出杆的波阻抗。子弹的长度为80cm，以延长加载时间，使试样的变形量增加。输入输出杆均为2m长。泡沫铝试样基体材料是纯铝，相对密度为27.04%。图5.21和图5.22分别给出了压缩前后拍摄的泡沫铝试样。



图 5.21　压缩前泡沫铝试样



图 5.22　压缩后泡沫铝试样

图5.23给出了三种应变率下泡沫铝试样单向压缩时的应力应变曲线图。

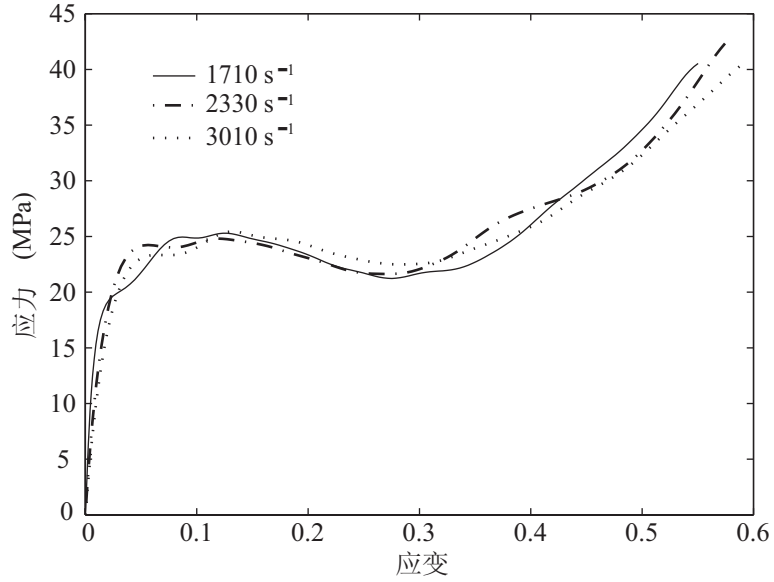


图 5.23　试验得到的不同应变率下泡沫铝压缩时的应力应变的曲线图

从图5.23中可以看出，不同应变率下，泡沫铝的应力应变曲线差别不大，即未出现明显的应变率效应，原因可能是由于试样基体材料是纯铝，纯铝的应变率效应不太明显导致的。另外曲线上平台应力段有起伏，原因可能是由于泡沫铝内部孔洞大小和分布不均匀导致其变形的不均匀造成的。

5.6　本章小结

本章利用物质点法模拟不同相对密度及不同应变率下泡沫铝面内单轴压缩实验，并通过泡沫铝动态Hopkinson杆试验技术得出了以下规律：

相对密度较大的泡沫铝（一般大于30%），其破坏行为主要是孔洞的减小及胞壁的塑性流动产生的，因此其应变率效应取决于基体材料的应变率效应，即基体材料是应变率敏感材料时，泡沫铝也具有应变率效应，反之则没有；

相对密度较低的泡沫铝（一般小于30%），其破坏行为主要取决于胞壁的屈曲和失稳，孔洞的分布和形状影响着其变形行为，因此相对密度较低的泡沫铝不能反映出基体材料的应变率效应，即认为其不具有应变率效应。

对于具有应变率效应的泡沫铝，其动态平台应力随着应变率的增加而增加，随着相对密度的增加也增加。

不同的冲击速度会影响泡沫铝的变形机制，在较高速度下，冲击端会较早出现塑性变形，而速度较低的情况下，初始塑性变形分布较均匀。

第 6 章 结论

泡沫铝是很好的航天器防护材料之一，但作为防护材料时，一般属于超高速撞击现象，鉴于物质点法在处理此类问题上的优势，本文采用物质点法分别从宏观和微观两个层面对泡沫铝动力学性能展开了研究。针对空间碎片防护问题，模拟了两种Whipple防护结构，分析了泡沫铝的防护效果及两种防护结构适用的情况。

论文的主要工作及创新点如下：

1. 将Deshpande-Fleck泡沫模型引入到物质点法程序中，推导出了完整的应力更新迭代公式，并在此本构模型中引入了体积失效模型。通过Taylor杆算例与商业软件LS-DYNA计算的结果进行对比，验证了模型的正确性。随后将该模型用于泡沫铝的动态压缩实验中，与LS-DYNA计算的结果对比来看，两种速度下物质点法计算的结果均与实验值吻合的更好，明显优于前者。并且在速度大于50m/s的高速问题中，LS-DYNA将因为大变形产生网格畸变而导致计算发散，物质点法可以始终给出合理的计算结果。研究表明物质点法是模拟高速冲击导致弹塑性大变形问题的有效数值方法，具有广阔的工程应用前景。
2. 泡沫铝材料能够较好地拦截超高速撞击中形成的碎片云，此时碎片与泡沫铝的作用机制都是在微尺度上进行的，本文提出了一种重构泡沫铝微观结构的方法，即基于Micro-CT扫描图片编写程序来构建的三维真实泡沫铝微观模型，该模型能较为真实地反映超高速撞击中碎片云撞击泡沫铝孔壁时引起的材料破碎等现象。采用物质点法模拟了两种含有泡沫铝的Whipple防护结构，通过模拟验证，物质点法结合生成的三维泡沫铝模型可以很好地模拟和再现真实的实验结果，通过对比填充式Whipple防护结构和夹层式Whipple防护结构的防护效果得出，在低速（2000m/s左右）条件下，夹层式Whipple防护结构优于填充式Whipple防护结构；而在高速（3000 m/s以上）条件下，情况刚好相反。这一结论和之前研究者得到的结论一致。关于泡沫铝的超高速撞击问题，本文给出了一种很好的数值模拟手段和思路，克服了实验的局限性，便于进一步展开工作。
3. 基于泡沫铝微观模型，采用物质点法和动态hopkinson杆实验来研究泡沫铝的应变率效应和相对密度对动态平台应力的影响。分析得出以下结论：

相对密度较大的泡沫铝（一般大于30%），其破坏行为主要是孔洞的减小及胞壁的塑性流动产生的，因此其应变率效应取决于基体材料的应变率效应，即基体材料是应变率敏感材料时，泡沫铝也具有应变率效应，反之则没有。

相对密度较低的泡沫铝（一般小于30%），其破坏行为主要取决于胞壁的屈曲和失稳，孔洞的分布和形状影响着其变形行为，因此相对密度较低的泡沫铝不能反映出基体材料的应变率效应，即认为其不具有应变率效应。

对于具有应变率效应的泡沫铝，其动态平台应力随着应变率的增加而增加，随着相对密度的增加也增加。

不同的冲击速度会影响泡沫铝的变形机制，在较高速度下，冲击端会较早出现塑性变形，而速度较低的情况下，初始塑性变形分布较均匀。

4. 在物质点法程序中引入了连续损伤模型，该模型常作为金属材料发生失效破坏时的本构模型，可以模拟飞机蒙皮在受到撞击产生破坏等情况下的力学行为。其中本构模型的推导适用于在物质点法中添加一般的基于Mises准则的非线性本构模型的应力更新迭代方法，为进一步添加各种模型给出了参考。

本文在关于泡沫铝应变率效应的研究中，采用的是二维数值模型，具有一定的局限性。因此需要进一步开展研究泡沫铝应变率效应的三维数值模型，如通过数值方法模拟泡沫铝的动态hopkinson杆实验来研究应变率、相对密度等对泡沫铝力学性能的影响。为了较好地表现出泡沫铝的微观几何形貌，数值模拟中一般采用的质点间距较小，因此对于三维数值模型，计算量一般很大，因此需要开展大规模并行计算来进一步深入研究此类问题。

参考文献

[1] 都亨. 空间碎片行动计划近期工作设想及今后工作展望. 中国航天, 2003, 11:13–15.

[2] 柳森, 李毅. Whipple 防护屏弹道极限参数试验. 宇航学报, 2004, 25(2):205–208.

[3] 柳森, 谢爱民, 黄洁, 等. 超高速碰撞碎片云的激光阴影照相技术. 实验流体力学, 2005, 19(2):35–39.

[4] 管公顺. 航天器空间碎片防护结构超高速撞击特性研究[博士学位论文]. 哈尔滨工业大学, 2006.

[5] 张伟, 庞宝君, 罗德坤, 等. 柱状弹丸撞击防护屏形成碎片云材料状态特性研究研究. 中国空间科学技术, 2001, 3:53–59.

[6] 张伟, 庞宝君, 张泽华, 等. 航天器波纹防护屏高速撞击实验研究. 宇航学报, 2000, 21(1):79–84.

[7] 韩增尧, 郑世贵, 闫军, 等. 空间碎片撞击概率分析软件开发、校验与应用. 宇航学报, 2005, 26(2):228–231.

[8] Zhang Q M, Chen Y H. Experimental Study of Hypervelocity Impact on Multi-Shock Structure. Journal of Beijing Institute of Technology, 2004, 13(3):274–279.

[9] http://www.top500.org/.

[10] Attaway S W, Brown K H, Mello M J, et al. PRONTO3D User's Instructions: A Transient Dynamic Code for Nonlinear Structural Analysis. Sandia National Laboratory, 1998.

[11] Huerta M, Vigil M G. Design, analyses, and field test of a 0.7 m conical shaped charge. International Journal of Impact Engineering, 2006, 32:1201–1213.

[12] Scheffler D R. Modeling non-eroding perforation of an oblique aluminum target using the Eulerian CTH hydrocode. International Journal of Impact Engineering, 2005, 32:461–472.

[13] http://www.sandia.gov/media/NewsRel/NR2001/cth.htm.

[14] 张雄, 陆明万, 王建军. 任意拉格朗日-欧拉描述法研究进展. 计算力学学报, 1997, 14:91–102.

[15] Alme M L, Rhoades C E. A Computational Study Of Projectile Melt in Impact With Typical Whipple Shields. International Journal of Impact Engineering, 1995, 17:1–12.

[16] Harlow F H. The particle-in-cell computing method for fluid dynamics. Methods in Computational Physics, 1964, 3:319–345.

[17] Belytschko T, Krongauz Y, Organ D, et al. Meshless methods: An overview and recent developments. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1996, 139:3–47.

[18] 张雄, 宋康祖, 陆明万. 无网格法的研究进展及其应用. 计算力学学报, 2003, 20(6):730–742.

[19] 张雄, 刘岩. 无网格法. 清华大学出版社/Springer, 2004.

[20] Li S, Liu W K. Meshfree and particle methods and their applications. Applied Mechanics Reviws, 2002, 55:1–34.

[21] Lucy L B. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. Astrophysical journal, 1977, 82:1013.

[22] Gingold R A, Monaghan J J. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non-spherical stars. Monthly notices of the Royal Astronomical Society, 1977, 181:375–389.

[23] Monaghan J J. Smoothed particle hydrodynamics. Annual review of astronomy and astrophysics, 1992, 30:543–574.

[24] Belytschko T, Lu Y Y, L G. Element free Galerkin methods. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1994, 37:229–256.

[25] Libersky L, Petschek A G, Carney e a. High strain largrangian hydrodynamics a three-dimensional SPH code for dynamics material response. Journal of Computational Physics, 1993, 109:67–75.

[26] Stellingwerf R F, Wingate C A. Impact modeling with smooth particle hydrodynamics. International Journal of Impact Engineering, 1993, 14:707–718.

[27] Benz W, Asphaug E. Simulations of brittle solids using smooth particle hydrodynamics. Computer Physics Communications, 1995, 87(1-2):253–265.

[28] Brackbill J U, Kothe D B, Ruppel H M. FLIP: a low-dissipation, particle-in-cell method for fluid flow. Computer Physics Communications, 1988, 48:25–38.

[29] Sulsky D, Chen Z, Schreyer H L. A Particle Method for History-Dependent Materials. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1994, 118(1-2):179–196.

[30] 黄鹏. 金属及岩土冲击动力学问题的物质点法研究[博士学位论文]. 清华大学, 2010.

[31] Sulsky D, Kaul A. Implicit dynamics in the material-point method. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2004, 193(12-14):1137–1170.

[32] Cummins S J, Brackbill J U. An implicit particle-in-cell method for granular materials. Journal of Computational Physics, 2002, 180(2):506–548.

[33] Guilkey J E, Weiss J A. An implicit time integration strategy for use with the material point method. Proceedings of MIT Conference on Computational Fluid and Solid Mechanics, 2001.

[34] Guilkey J E, Weiss J A. Implicit time integration for the material point method: Quantitative and algorithmic comparisons with the finite element method. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2003, 57(9):1323–1338.

[35] Bardenhagen S G, Kober E M. The generalized interpolation material point method. Cmes-Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2004, 5:477–495.

[36] Ma J, Lu H, Wang B, et al. Multiscale Simulations Using Generalized Interpolation Material Point (GIMP) Method and SAMRAI Parallel Processing. Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2005, 8(2):135–152.

[37] Ma J, Lu H, Wang B, et al. Multiscale Simulations Using Generalized Interpolation Material Point (GIMP) Method and Molecular Dynamics (MD). Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2006, 14(2):101–118.

[38] De Carlo F, Xiao X, Tieman B. X-Ray Tomography System, Automation and Remote Access at Beamline 2-BM of the Advanced Photon Source. Developments in X-Ray Tomography V, Proceedings of the SPIE, 2006, 6318:1605–7422.

[39] Daphalapurkar N P, Hanan J C, Phelps N B, et al. Tomography and Simulation of Microstructure Evolution of a Closed-Cell Polymer Foam in Compression. Mechanics of Advanced Materials and Structures, 2008, 15:594–611.

[40] Bardenhagen S G, Brackbill J U, Sulsky D. The material-point method for granular materials. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2000, 187:529–541.

[41] Bardenhagen S G, Guilkey J E, Roessig K M, et al. An improved contact algorithm for the material point method and application to stress propagation in granular material. Cmes-Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2001, 2:509–522.

[42] Bardenhagen S G, Brydon A D, Guilkey J E. Insight into the physics of foam densification via numerical simulation. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2005, 23:597–617.

[43] Brydon A D, Bardenhagen S G, Miller E A, et al. Simulation of the densification of real open-celled foam microstructures. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2005, 53:2638–2660.

[44] Wieckowski Z, Youn S K, Yeon J H. A particle-in-cell solution to the silo discharging problem. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1999, 45:1203–1225.

[45] Wieckowski Z. The material point method in large strain engineering problems. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2004, 193:4417–4438.

[46] Bardenhagen S G, Brackbill J U, Sulsky D. Numerical study of stress distribution in sheared granular material in two dimensions. Physical Review E, 2000, 62:3882–3890.

[47] Daphalapurkar N P, Lu H, Coker D, et al. Simulation of dynamic crack growth using the generalized interpolation material point (GIMP) method. International Journal of Fracture, 2007, 143:79–102.

[48] Wang B, Karuppiah V, Lu H, et al. Two-dimensional mixed mode crack simulation using the material point method. Mechanics of Advanced Materials and Structures, 2005, 12:471–484.

[49] Nairn J A. On the calculation of energy release rates for cracked laminates with residual stresses. International Journal of Fracture, 2006, 139:267–293.

[50] Guo Y, Nairn J A. Calculation of J-integral and stress intensity factors using The Material Point Method. Cmes-Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2004, 6:295–308.

[51] Nairn J A. Material point method calculations with explicit cracks. Cmes-Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2003, 4:649–663.

[52] Tan H L, Nairn J A. Hierarchical, adaptive, material point method for dynamic energy release rate calculations. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2002, 191:2095–2109.

[53] Chen Z, Hu W, Shen L, et al. An evaluation of the MPM for simulating dynamic failure with damage diffusion. Engineering Fracture Mechanics, 2002, 69:1873–1890.

[54] Chen Z, Feng R, Xin X, et al. A computational model for impact failure with shear-induced dilatancy. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2003, 56:1979–1997.

[55] Chen Z, Shen L, Mai Y W, et al. A bifurcation-based decohesion model for simulating the transition from localization to decohesion with the MPM. Zeitschrift Fur Angewandte Mathematik Und Physik, 2005, 56:908–930.

[56] Shen L M, Chen Z. A multi-scale simulation of tungsten film delamination from silicon substrate. International Journal of Solids and Structures, 2005, 42:5036–5056.

[57] Shen L M, Chen Z. A silent boundary scheme with the material point method for dynamic analyses. Cmes-Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2005, 7:305–320.

[58] Schreyer H L, Sulsky D L, Zhou S J. Modeling delamination as a strong discontinuity with the material point method. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2002, 191:2483–2507.

[59] 马上. 冲击爆炸问题的物质点无网格法研究[博士学位论文]. 清华大学, 2009.

[60] Lian Y P, Zhang X, Liu Y. Coupling of finite element method with material point method by local multi-mesh contact method. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2011, 200:3482–3494.

[61] Ma S, Zhang X, Lian Y P, et al. Simulation of high explosive explosion using adaptive material point method. CMES: Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2009, 39:101–123.

[62] 王汉奎. 金属及碳管复合材料力学行为的物质点类方法研究[博士学位论文]. 清华大学, 2011.

[63] 闵桂荣, 肖名鑫. 防止微流星击穿航天器舱壁的可靠性设计. 中国空间科学技术, 1986, 6:45–51.

[64] Whipple F L. Meteorites and Space Travel. Astronomical Journal, 1947, 52:132–137.

[65] Schonberg W P. Spacecraft Wall Design for Increased Protection against Penetrations by Space Debris Impact. American Institute of Aeronautics and Astronautics (AIAA), 1990, 3:90–3663.

[66] Maclay T D. Topographically Modified Bumper Concepts for Spacecraft Shielding. International Journal of Impact Engineering, 1993, 14:479–489.

[67] Cour-Palais B G, Crew J L. A Multi-Shock Concept for Spacecraft Shielding. International Journal of Impact Engineering, 1990, 10:135–146.

[68] Olsen G D, Nolen A M. Advanced Shield Design for Space Station Freedom. International Journal of Impact Engineering, 1993, 14:541–550.

[69] Shiraki K, Terada F. Space Station Jem Design Implementation and Testing for Orbital Debris Protection. International Journal of Impact Engineering, 1997, 20:723–732.

[70] Christiansen E L, Kerr J H. Mesh Double-Bumper Shield: A Low-Weight Alternative for Spacecraft Meteoroid and Orbital Debris Protection. International Journal of Impact Engineering, 1993, 14:169–180.

[71] Christiansen E L, Crew J L, Kerr J H. Hypervelocity Impact Testing above 10km/S of Advanced Orbital Debris Shields. Shock Compression of Condensed Matter, 1996, 370:1183–1186.

[72] Christiansen E L, Kerr J H. Projectile shape effects on shielding performance at 7km/s and 11km/s. International Journal of Impact Engineering, 1997, 20:165–172.

[73] Palmieri D, Faraud M, Destefanis R, et al. Whipple shield ballistic limit at impact velocities higher than 7 km/s. International Journal of Impact Engineering, 2001, 26:579–590.

[74] Cour-palais B G. The shape effect of non-spherical projectiles in hypervelocity impacts. International Journal of Impact Engineering, 2001, 26:129–143.

[75] 柳森, 李毅, 黄洁, 等. 用于验证数值仿真的 Whipple 屏超高速撞击试验结果. 宇航学报, 2005, 26(4):505–508.

[76] 刘军. 基于实验的Whipple防护结构撞击极限方程研究[硕士学位论文]. 哈尔滨工业大学, 2006.

[77] Ashby M F, Evans A G, Fleck e a. Metal Foams A Design Guide. Buttterworth-Heinemann, 2000.

[78] Gibson L J, Ashby M F. Celluar Solids: Structure and Properties. Pergamon Press, 1997.

[79] Degischer H P, Kriszt B. 多孔泡沫金属. 化学工业出版社, 2005.

[80] Weaire D, Hutzler S. The Physics of Foams. Oxford University Press, 2001.

[81] 赵增典, 张勇, 李杰. 泡沫金属的研究及其应用进展. 轻合金, 1998, 26(11):1–10.

[82] Ashby M F, Evans A G, Fleck N A, 等. 泡沫金属设计指南. 冶金工业出版社, 2006.

[83] Baumeister J, Banhart J, Weber M. Aluminium Foams for Transport Industry. Materials and Design, 1997, 18(4/6):217–220.

[84] Grenested J L, Bassinet F. Influence of Cell Wall Thickness Variations on Elastic Stiffness of Closed-Cell Cellular Solids. International Journal of Mechanical Sciences, 2000, 42:1327–1338.

[85] Baumeister F. Industrialization of powder compact foaming process. A dvanced Engineering Materials, 2000, 2(4):168–174.

[86] 杨思一. 泡沫铝合金的渗流铸造工艺方法研究. 粉末冶金技术, 2006, 24(4):291–294.

[87] 姜斌, 赵乃勤, 师春生, 等. 粉末烧结法制备开孔泡沫铝压缩性能的研究. 粉末冶金技术, 2006, 24(5):364–368.

[88] Bart-Smith H, Bastawros A F, Mumm D R, et al. Compressive Deformation and Yielding Mechanisms in Cellular Al Alloys Determined Using X-Ray Tomography and Surface Strain Mapping. Acta Mater, 1998, 46(10):3583–3592.

[89] Gama B A, Bogetti T A, Fink B K, et al. Aluminum Foam Integral Armor: A New Dimension in Armor Design. composite structure, 2001, 52(3-4):381–395.

[90] Gibson L J, Ashby M F, Zhang J, et al. Failure surfacs for cellular materials under multi-axial loads-(I) Modeling. International Journal of Mechanical Sciences, 1989, 31(9):635–663.

[91] Chen C, Lu T J. A phenomenological framework of constitutive modeling for incompressible and compressible elasto-plastic solids. International Journal of Solids and Structures, 2000, 37(52):7769–7786.

[92] Hallquist J O. LS-DYNA theory manual. Livermore Software Technology Corporation, 7374 Las Positas Road. Livermore, California 94551, March, 2006.

[93] Schreyer H L, Zuo Q H, Maji A K. Anisotropic plasticity model for foams and honeycombs. Journal of Engineering Mechanics, 1994, 120(9):1913–1930.

[94] Deshpande V S, Fleck N A. Isotropic constitutive models for metallic foams. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2000, 48(6-7):1253–1283.

[95] Hanssen A G, Girard Y, Olovsson L. A numerical model for bird strike of aluminium foam-based sandwich panels. International Journal of Impact Engineering, 2006, 32:1127–1144.

[96] Pinnoji P K, Mahajan P, Bourdet N. Impact dynamics of metal foam shells for motorcycle helmets: Experiments & numerical modeling. International Journal of Impact Engineering, 2010, 37:274–284.

[97] Deshpande V S, Fleck N A. High strain rate compressive behavior of aluminium alloy foams. International Journal of Impact Engineering, 2000, 24:277–298.

[98] 郑明军, 何德坪. 动态载荷下胞状铝合金的压缩行为. 铸造, 2004, 53(1):22–25.

[99] 黄小清, 刘逸平. 基于相对即时密度的泡沫铝材料力学性能研究. 实验力学, 2004, 19(2):170–177.

[100] Kenny L D. Mechanical properties of particle stabilised aluminum foam. Mater Sci Forum, 1996, 217:1883–1890.

[101] Ruan D, Lu G, Chen F L, et al. Compressive behaviour of aluminum foams at low and medium strain rates. Composite Structures, 2002, 57:331–336.

[102] Zhao H, Elnasri I, Girard Y. Perforation of Aluminium Foam Core Sandwich Panels under Impact Loading - an Experimental Study. International Journal of Impact Engineering, 2007, 34:1246–1257.

[103] Zhang Y F, Tang Y Z, Zhou G, et al. Dynamic Compression Properties of Porous Aluminum. Mater. Lett, 2002, 56:728–731.

[104] Dannemann K A, Lankford J J. High strain rate compression of closed-cell aluminum foams. Material Science and Engineering, 2000, 293(1-2):157–164.

[105] Balch D K, O'Dwyer J G, Davis G R, et al. Plasticity and damage in aluminium syntactic foams deformed under dynamic and quasi-static conditions. Material Science and Engineering, 2005, 391:408–417.

[106] Mukai T, Miyoshi T, Nakano S, et al. Compressive response of a closed-cell aluminium foam at high strain rate. Scripta Materialia, 2006, 54:533–537.

[107] Ruan D, Lu G, Wang B, et al. In-plane dynamic crushing of honeycombs a finite element study. International Journal of Impact Engineering, 2003, 28(2):161–82.

[108] Zheng Z, Yu J, Li J. Dynamic crushing of 2D cellular structures: a finite element study. International Journal of Impact Engineering, 2005, 32(1-4):650–664.

[109] Ma G W, Ye Z Q, Shao Z S. Modeling loading rate effect on crushing stress of metallic cellular materials. International Journal of Impact Engineering, 2009, 36:775–782.

[110] 凤仪, 朱震刚, 潘艺. 应变速率对闭孔泡沫铝力学性能和能量吸收性能的影响. 材料热处理学报, 2004, 25(2):268–271.

[111] 胡时胜, 王悟, 潘艺. 泡沫材料的应变率效应. 爆炸与冲击, 2003, 23(1):13–18.

[112] 张健, 赵桂平, 卢天健. 闭孔泡沫铝应变率效应的试验和有限元分析. 西安交通大学学报, 2010, 44:97–102.

[113] 曹晓卿. 泡沫铝材料动力学特性的实验研究与理论分析[博士学位论文]. 太原理工大学, 2005.

[114] Banhart J, Baumeister J. Deformation characteristics of metal foams. Journal of Materials Science, 1998, 33(6):1431–1440.

[115] McCullough K Y G, Fleck N A, Ashby M F. Uniaxial stress strain behaviour of aluminum alloy foams. Acta Mater, 1999, 47(8):2323–2330.

[116] Czekanski A, Attia M S, Meguid S A, et al. On the Use of a New Cell to Model Geometric Asymmetry of Metallic Foams. Finite Elements in Analysis and Design, 2005, 41:1327–1340.

[117] Ma Z T, Jia B, Ha Y, et al. Numerical simulation investigation in behavior of Al-foams structure under hypervelocity impact. Proceedings of Numerical simulation investigation in behavior of Al-foams structure under hypervelocity impact, 2005.

[118] Ma Z T, Jia B, Pang B J. Behavior of Aluminum Foams under Hypervelocity Impact: Validation of Numerical Simulation. Advanced Engineering Materials, 2007, 9(10):888–891.

[119] Demiray S, Becker W, Hohe J. Numerical Determination of Initial and Subsequent Yield Surfaces of Open-Celled Model Foams. International Journal of Solids and Structures, 2007, 44:2093–2108.

[120] Hopkinson B. A Method of Measuring the Pressure Produced in the Detonation of High Explosives or by the Impact of Bullets. Philos. Trans. R. Soc., 1914, 213:437–456.

[121] Shunmugasamy V C, Gupta N, Coelho P G. High strain rate response of rabbit femur bones. Journal of Biomechanics, 2010, 43:3044–3050.

[122] Davis E D, Hunter S C. The dynamic compression testing of solids by the method of the split Hopkinson pressure bar. Mech. Phys. Solids, 1963, 11:155–179.

[123] 胡时胜. Hopkinson压杆实验技术的应用进展. 实验力学, 2005, 20(4):589–594.

[124] 巫绪涛, 胡时胜, 陈德兴, 等. 钢纤维高强混凝土冲击压缩的试验研究. 爆炸与冲击, 2005, 25(2):125–131.

[125] 刘剑飞, 王正道, 胡时胜. 低阻抗多孔介质材料的SHPB实验技术. 实验力学, 1998, 13(2):218–223.

[126] 王录才, 王芳, 游晓红. 泡沫铝管道气流消音器的研制. 噪声与振动控制, 2002, 3:42–43.

[127] Banhart J. Manufacture, characterisation and application of cellular metals and metal foams. Progress in Materials Science, 2001, 46(6):559–663.

[128] Torquato S, Gibiansky L V, Silva M J. Effective mechanical and transport properties of cellular solids. International Journal of Mechanical Science, 1998, 40:71–82.

[129] Saint J A, Vera M U, Durian D J. Uniform foam production by turbulent mixing: new results on free drainage vs. liquid content. Europe Physics Journal, 1999, 12:67–73.

[130] 陈学广, 赵维民, 马彦东. 泡沫金属的发展现状、研究与应用. 粉末冶金技术, 2002, 20(6):356–359.

[131] Banhart J, Baumeister J, Weber M. 1995 European Conference on Advanced PM Materials. 1995.

[132] Davies G J, Shu Z. Review Metallic Foams: their production, properties and application. Journal of Materials Science, 1993, 18:1899–1911.

[133] Ma S, Zhang X, Qiu X M. Comparison study of MPM and SPH in modeling hypervelocity impact problems. International Journal of Impact Engineering, 2009, 36:272–282.

[134] Hallquist J O. LS-DYNA Theoretical Manual. Livermore Software Technology Corporation, 1998.

[135] Simo J C, Hughes T J R. Computational Inelasticity. Springer-Verlag, 1997.

[136] 张雄, 王天舒. 计算动力学. 清华大学出版社, 2007.

[137] Belytchko T, Liu W K, Moran B. Nonlinear Finite Elements for Continua and Structures. Wiley and Chichester, 2002.

[138] Reyes A, Hopperstad O S, Berstad T, et al. Implementation of a Constitutive Model for Aluminum Foam Including Fracture and Statistical Variation of Density. Proceedings of 8th International LS-DYNA Users Conference, 2004.

[139] Haanssen A G, Hopperstad O S, Langseth M. Validation of constitutive models applicable to aluminium foams. International Journal of Mechanical Sciences, 2002, 44:359–406.

[140] Lopatnikov S L, Gama B A, Haque M J, et al. Dynamics of metal foam deformation during Taylor cylinder-Hopkinson bar impact experiment. Composite Structures, 2003, 61:61–71.

[141] Lopatnikov S L, Gama B A, Haque M J, et al. High-velocity plate impact of metal foams. International Journal of Impact Engineering, 2004, 30:421–445.

[142] Taylor G I. The Use of Flat-ended Projectiles for Determining Dynamic Yield Stress. Proc. Roy. Soc., 1948, 194:289–300.

[143] 隋树元, 周兰庭. 撞击载荷下金属材料动态特性的实验研究. 兵器材料科学与工程, 1990, 1:31–34.

[144] Maudlin P J, Jones S E, Foster J C. A continuum mechanics code analysis of steady plastic wave propagation in the Taylor test. International Journal of Impact Engineering, 1997, 19(3):231–256.

[145] 隋树元, 周兰庭. 榴弹钢动态特性的实验研究. 兵工学报, 1995, 8:93–96.

[146] Hutchings I M. Estimation of yield stress in polymers at high strain-rates using G.I. Taylor's impact technique. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1978, 26:289–301.

[147] Wang B, Zhang J, Lu G. Taylor impact test for ductile porous materials—Part 2: experiments. International Journal of Impact Engineering, 2003, 28(5):499–511.

[148] Lu G X, Wang B, Zhang T G. Taylor impact test for ductile porous materialsFPart 1:theory. International Journal of Impact Engineering, 2001, 25:981–991.

[149] Nemat-Nasser S, Kang W J. Experimental investigation of energy-absorption characteristics of components of sandwich structures. International Journal of Impact Engineering, 2007, 34:1119–1146.

[150] Thoma K, Schafer F, Hiermaier S. An Approach to Achieve Progress in Spacecraft Shielding. Advances in Space Research, 2004, 34:1063–1075.

[151] 马志涛. 光滑粒子法及泡沫铝空间碎片防护结构超高速撞击行为[博士学位论文]. 哈尔滨工业大学, 2008.

[152] Beissel S R, Gerlach C A, Johnson G R. Hypervelocity Impact Computations with Finite Elements and Meshfree Particles. International Journal of Impact Engineering, 2006, 33:80–90.

[153] Hayhurst C J, Livingstone I H. Advanced Numerical Simulations for Hypervelocity Impacts - AUTODYN simulations. Technical report, Century Dynamics Ltd., 1998.

[154] Walsh J M, Rice M H, McQueen R G, et al. Shock-Wave Compression of Twenty-Seven Metals, Equation of State of Metals. Physical Review, 1957, 108(2):196–216.

[155] Johnson G R, Cook W H. A Constitutive Model and Data for Materials Subjected to Large Strains, High Strain Rates and High Temperatures. Proceedings of Proceedings of the 7th International Symposium, 1983.

[156] 林刚, 林慧国, 赵玉涛. 铝合金应用手册. 机械工业出版社, 2006.

[157] Langdon G S, Karagiozova D, Theobald M D, et al. Fracture of aluminium foam core sacrificial cladding subjected to air-blast loading. International Journal of Impact Engineering, 2010, 37:638–651.

[158] 寇玉亮, 陈常青, 卢天健. 泡沫铝率相关本构模型及其在三明治夹芯板冲击吸能特性的应用研究. 固体力学学报, 2011, 32(3):217–227.

[159] Meyers M A 原著, 张庆明, 刘彦, 黄风雷, 等 译. 材料的动力学行为. 国防工业出版社, 2006.

致　谢

衷心感谢导师张雄教授在博士期间对我的精心指导，使我成长了很多。导师对我们学习和生活上的关心及帮助，每每想起都会非常感动。很荣幸能够师从张雄教授，他的言传身教将使我终身受益。

感谢陆明万教授、邱信明教授和刘岩老师对我科研上的指导和帮助。

感谢马红磊博士、张静博士、任宇博士为我提供了实验条件及帮助。感谢段祝平教授在博士前期对我的指导和帮助。

感谢与我并肩学习的实验室的兄弟姐妹们，与他们的讨论使我收获良多。

本课题承蒙国家973项目(2010CB832701)和国家自然科学基金(10872107)资助，特此感谢。

最后衷心感谢家人的支持和鼓励，特别是我的爱人王海东，对我生活上的体贴和照顾，一直是我强大的后盾。

声　明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在导师指导下，独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人享有著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。

签　名：_____ 日　期：_____

个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

1982 年 2 月出生于辽宁省普兰店市。

2002 年 9 月考入大连理工大学工程力学系，2006 年 7 月本科毕业并获得学士学位。

2006 年 9 月进入清华大学航天航空学院攻读工学博士学位至今。

发表的学术论文

[1] Gong Weiwei, Zhang Xiong, Qiu Xinming. Numerical Study of Dynamic Compression Process of Aluminum Foam with Material Point Method. Computer Modeling in Engineering Sciences, 82(3-4): 195-213, 2011. (SCI收录)

[2] Gong Weiwei, Liu Yan, Zhang Xiong, Ma Honglei. Numerical Investigation on Dynamical Response of Aluminum Foam Subject to Hypervelocity Impact with Material Point Method. Computer Modeling in Engineering Sciences, 83(5): 527-545, 2012. (SCI收录)

[3] 单丽华, 董福生, 宫伟伟, 张雄. 微型种植体下颌骨三维有限元模型的建立. 现代口腔医学杂志, 2010, 24(6):425-428.(中文核心)

[4] 单丽华, 董福生, 宫伟伟, 张雄. 微型种植体长度对骨界面应力分布的影响. 华西口腔医学杂志, 2011, 29(1):27-30.(中文核心)

[5] 单丽华, 董福生, 宫伟伟, 张雄. 微型种植体植入角度对骨界面应力峰值的影响. 中国组织工程研究与临床康复, 2008, 12(52):10227-10230.