空中爆炸与靶标相互作用的物质点有限差分法研究

（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： 航空宇航科学与技术

研　究　生： 崔 潇 骁

指 导 教 师： 张 雄　 教　授

二〇一四年四月

Numerical study on air explosion and its interaction with targets based on material point-finite difference method

Dissertation Submitted to

Tsinghua University

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Philosophy

in

Aeronautical and Astronautical Science and Technology

by

Cui Xiaoxiao

Dissertation Supervisor : Professor Zhang Xiong

April, 2014

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

空中爆炸与靶标相互作用问题在公共安全和国防等诸多领域中具有重要的应用背景，其过程中涉及炸药起爆、爆轰波传播和材料特大变形，是具有很强非线性的流固耦合问题，因而给传统的单一数值方法带来了很大的困难。针对这一问题，本文吸收了无网格物质点法和有限差分法的思想，分别在时间和空间上将二者相结合，提出了交替物质点有限差分法和耦合物质点有限差分法，充分发挥了物质点法和有限差分法的优势，为空中爆炸与靶标相互作用过程的分析提供了一种有效的新型数值分析手段。

针对空中爆炸与靶标相互作用过程中各物理阶段的不同特性，本文提出了交替物质点有限差分法，采用物质点法求解炸药起爆过程和结构毁伤过程，采用有限差分法求解爆轰波传播过程，分阶段交替求解爆炸毁伤过程。为了克服单纯欧拉方法追踪物质界面的困难，同时避免粒子类方法在物质界面处出现的非物理穿透现象，本文采用物质点及其退化而成的无质量示踪点交替地在各个求解阶段对物质界面进行追踪。本文采用该方法求解了二维和三维的空中爆炸问题，并且将其应用于空中爆炸与钢板相互作用问题的模拟，取得了良好的效果。

针对空中爆炸与靶标相互作用过程各区域内所发生物理过程的不同特性，本文提出了耦合物质点有限差分法，将求解域划分为流体区和流固耦合区，并分别在欧拉框架下和拉格朗日框架下采用有限差分法和物质点法对各区域离散求解。为了完成两个区域间的数据交换和守恒变量的输运，本文在二者的交界面处构造了“握手区”。流固物质界面位于同一求解框架内并且两个求解区域的交界面位于同一材料区域 (流体)，因而有效地减小了物质界面处的界面效应。本文采用该方法求解了二维空中爆炸问题，进而将其应用于高能炸药爆炸对混凝土板破坏过程的模拟和 RHA 钢靶板在空中爆炸载荷下的动态响应分析，均取得了与实验和理论分析相一致的结果。

蜂窝夹芯板结构质量轻、吸能效率高、抗爆性能好，因此在安全防护领域中具有很广泛的应用前景。本文采用耦合物质点有限差分法，对蜂窝夹芯板结构在空中爆炸载荷下的响应问题进行了多组工况的模拟，从蜂窝芯质的几何形状、几何尺寸、芯质材料等方面对其抗爆性进行了研究，提出了蜂窝夹芯板防护结构抗爆性能的定性规律，研究结果可为蜂窝夹芯板防护结构的设计提供参考。

关键词：空中爆炸，靶标，物质点法，有限差分法，流固耦合

Abstract

The air explosion and its interaction with targets have important application background in the fields of public security and national defense. The process, which involves high explosive detoation, dispersion of the detonation wave and extreme deformation of materials, is a fluid-structure interaction problem with strong nonlinearity, and a big challenge to the traditional numerical methods. To effectively model this kind of problems, an alternating finite difference material point (AFDMP) method and a coupled finite difference material point (CFDMP) method are proposed by combining the material point method (MPM) and finite difference method (FDM) in time and space, respectively. These two methods, which fully combine the advantages of MPM and FDM, are effective numerical methods for studying the air explosion and its interaction with targets.

Based on the physical processes of the air explosion and its interaction with targets, the alternating finite difference material point is first proposed, in which the initiatory detonation and eventual fluid structure interaction are simulated by the standard MPM, while the finite difference method is employed to simulate the dispersion of the detonation products into the surrounding air. The MPM particles and their degenerated massless marker points are employed to track the moving interface between detonation products and air. Hence, the difficulties of tracking material interface in Euler methods are overcomed, while the non-physics penetration near the material interface in particle methods are avoided as well. To study its accuracy and efficiency, AFDMP is applied to simulate 2D and 3D air explosion problems. An air explosion problem and interaction with a steel plate target nearby is also simulated. Numerical results are in good agreement with theoretical solutions or empirical formulae.

Based the physical processes in different space regions in the air explosion and its interaction with targets, the coupled finite difference material point is then proposed, in which the problem domain is partitioned into a fluid region and a FSI region in space. FDM is employed to simulate a large proportion of the fluid region, while MPM is employed in the FSI region which contains the structures and the fluid near the structures. A bridging region is employed to exchange the infomation and to transport the conservative variables. Therefore, the interface of fluid and structure located in the same solution region and the interface between two computational regions is located in the same material region (fluid), so the interface effect could be significantly reduced. CFDMP is applied to simulate a 2D air explosion problem and then study the damage of the concrete slab under air blast loading. The response of steel plate targets subjected to air-blast loading is also studied by CFDMP and the numerical results are in good agreement with those of experiments.

The honeycomb sandwich panel structure possesses lots of advantages such as low mass, high efficiency of energy absorbing and high quality of anti-explosion, so it has broad application prospect in the field of security protection. Therefore, several cases of air explosion and its interaction with honeycomb sandwich panels are simulated by using CFDMP. The effects of honeycomb's geometry, dimension and material are studied to develop a qualitative law of the anti-explosion performance of honeycomb sandwich panels, which would be helpful to design the honeycomb sandwich panel structures.

Key words: air explosion; target; material point method; finite difference method; fluid-structure interaction

目 录

主要符号对照表

MPM	物质点法 (Material Point Method)
FDM	有限差分法 (Finite Difference Method))
FSI	流固耦合 (Fluid Structure Interaction)
ρ	密度
E	弹性模量
ν	泊松比
σ_y	屈服应力
σ^*	归一化屈服应力
σ_{ij}	柯西应力张量
ε_{ij}	应变张量
Ω_{ij}	旋率张量
ε_p	等效塑性应变
D_t	拉伸损伤指数
p	压力
D_c	蜂窝单元宽度
T_c	蜂窝芯质壁厚
H_c	蜂窝芯质高度
H_f	蜂窝夹芯板面板层厚度

第 1 章 引言

1.1 研究背景和意义

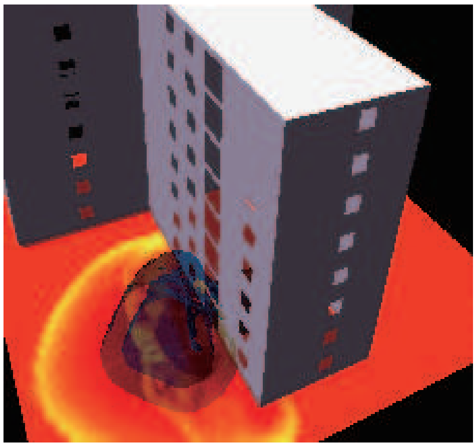
空中爆炸及其对目标的毁伤问题在国防科技、国民生产和反恐怖袭击等领域都有着广泛且重要的应用。在武器研制过程中，为了有效地指导含炸药战斗部武器的设计，需要对爆炸效应的毁伤机理和毁伤效果进行全面研究；在装甲和防御工事抗爆结构的设计过程中，同样需要对爆炸造成的结构响应问题进行准确的评估。在民用领域，利用工程爆破进行定点拆除、采矿作业和隧道挖掘时，均需要对爆炸载荷作用于目标后产生的动态响应以及目标结构的破坏方式等进行准确的评估；近年来，爆炸切割和爆炸焊接等加工技术也已经在工程上得到广泛应用，利用爆炸所产生的能量驱动金属板运动可以进行爆炸成形加工，利用爆炸冲击压实可以进行材料的合成与加工。另外，全世界范围内抵御恐怖袭击的需求日益凸显，抗爆炸冲击防护结构的设计是其中的一项重要的工作，这些方面的应用对爆炸及其与目标相互作用的研究提出了更高的要求。

爆炸问题通常包含着高温、高压、高能量输运、流固耦合以及高应变率破碎等强非线性行为，涉及了理论力学和应用力学的几乎所有分支[1,2]，并形成了力学领域的一个重要分支，即爆炸力学[3]。爆炸力学问题可分为以下几个重要研究领域：爆轰物理学、爆炸动力学、波在不同介质中的传播、冲击动力学和抗爆结构动力学等[4]。爆炸力学的研究目的一方面是有效利用爆炸和冲击所释放的能量，完成对敌方军事目标的攻击破坏任务；另一方面则是设法抵御爆炸和冲击所释放的能量，对己方的关键军事目标和各类设施进行有效的保护。研究的主要内容包括爆炸对周围介质的驱动加速以及冲击爆炸导致的材料失效和结构破坏等，这类问题大都在极小范围和极短时间内产生很大的能量转化，在材料中形成极大的载荷强度。材料在经历高应变率时的载荷作用时间一般在微秒量级，应变率高达 $10^7 s^{-1}$，压力可达到 10GPa 量级[5]，在高强度载荷作用下，应力波对于结构的损伤和破坏起到了主导作用。

爆炸力学的研究一般从理论、实验和数值模拟三方面进行。爆炸力学相关问题通常采用流体动力学和弹塑性动力学模型来模拟，涉及守恒方程、材料本构方程和化学反应方程等多类方程以及相关的初始条件和边界条件[6]，最终形成一个复杂的封闭方程组。早期研究中，理论分析的解析解通常是在对这个

方程组进行大量简化后求解得到的，可以定性的对爆炸问题进行描述，但随着对于问题研究的深入和工程设计精细化程度的提高，简化方程的解析解已经远远不能满足复杂的爆炸力学问题的研究需求。相对而言，实验所得的结果则是对真实物理过程的反映，图1.1(a) 即为研究空中爆炸对混凝土破坏效果的实验。但是一次实验所能采集到的数据往往是零散的，而对于爆炸毁伤问题而言，实验的高成本、高风险以及长周期都是制约其成为常规和主要研究手段的重要因素，因而实际研究中经常会采用小规模的缩比模型来代替全尺寸模型进行实验。近年来随着计算机硬件水平的突飞猛进以及计算技术的不断发展，数值仿真逐渐成为爆炸力学领域中一个重要而常用的研究手段。利用计算机进行科学计算来研究爆炸力学问题，可以采用尽可能接近实际的复杂数学模型，有助于理解和观测爆炸力学中各种问题的机理，并且计算结果的取样点可以根据需要来布置以展示整个爆炸过程及其毁伤效果，图1.1(b) 即为爆炸对建筑物目标毁伤的数值仿真效果。另外，数值仿真由于其成本较低，可以通过大量的模拟工况对装药战斗部和抗爆防护结构等具体工程设计起到优化作用。因而，对于爆炸力学数值方法的研究在爆炸力学发展中的地位变得越来越重要[7]。由于空中爆炸及其与靶标相互作用过程同时包含起爆、波传播、流固耦合和结构破碎等多个力学行为，单一的数值方法很难有效地模拟其全过程。因此，本文针对此类问题将物质点无网格法 (Material Point Method，MPM) 和有限差分法 (Finite difference method，FDM) 相结合，开展高效稳定的数值方法研究。

(a)



(b)

图 1.1　爆炸问题研究手段：(a) 空中爆炸对靶标破坏实验[8]；(b) 计算机模拟空中爆炸对建筑物毁伤效果

1.2 研究现状

1.2.1 空中爆炸问题的数值模拟方法

对于空中爆炸问题，炸药起爆后产生高温高压气体产物，并迅速向其周围空气扩散，形成冲击波超压并按一定规律传播[9,10]，在遇到结构目标时发生反射和绕射等现象，同时对目标产生毁伤效应。整个过程中涉及到高温、高压、高能量输运和流固耦合，具有高度非线性，因而给数值方法带来很大困难。从上世纪 60 年代开始，以 Los Alamos 实验室为代表的众多科研机构进行了大量的相关数值计算工作，采用二维非定常流体和流体弹塑性模型编制了一些实用程序，成功解决了一些问题。之后的数十年，又涌现出许多新方法和新程序，并应用于一些更为复杂的实际问题。近年来，在引入国外商业软件的同时，国内高校和科研机构也对爆炸毁伤问题进行了大量的数值方法研究，并编制了相应的数值仿真程序，在防护工程和武器设计等方面发挥了重要的作用[6]。爆炸冲击数值模拟方法根据运动参考系的不同主要分为 Lagrange 方法和 Euler 方法两大类[11]，以及一些混合方法和新型数值方法。下面详细阐述各类方法的国内外研究现状和存在的主要问题。

1.2.1.1 拉格朗日方法

在拉格朗日方法中，离散网格与物质固连并随物质一起运动和变形，因而材料与网格间不存在相对运动 (即对流运动)，控制方程中不存在对流项，大大简化了控制方程和求解过程。并且网格面与物体的外表面及材料界面在求解过程中始终重合，对于处理自由表面问题和移动物质界面问题具有优势，易于求解多种物质间相互作用等问题，且能准确描述材料历史变量的变化情况。在模拟爆炸作用毁伤效果时，一种常用的处理方式是将结构用 Lagrange 有限元进行离散，而爆炸产生的压力则以外力载荷的形式加载在结构的表面。Jacinto[12] 等采用这种方法对钢板在爆炸载荷下的响应问题进行了研究；Xu[13] 等采用拉格朗日有限元模拟了钢筋混凝土板在爆炸载荷作用下的三种不同程度的破坏情况；Yuen[14] 和 Langdon[15] 等人采用 ABAQUS 中的拉格朗日有限元分别模拟了方形加筋板在均布爆炸载荷与集中爆炸载荷下的响应情况，并与实验进行对比，仿真中的爆炸载荷以压力脉冲方式加载在加筋板表面，并且在结构的塑性功计算中考虑了温度效应。Leppanen[16] 采用 AUTODYN 中的拉格朗日模块模拟了混凝土靶在空中爆炸载荷下的损伤情况，其中空中爆炸所产生的压力脉冲曲线是参考了美国陆军的武器设计手册[17] 而得到的。Kambouchev 等[18] 在

拉格朗日框架下模拟了一维爆轰波与自由靶板间的流固耦合作用，并研究了这种流固耦合作用对于脉冲传入靶板的减弱效果。上述在拉格朗日框架下进行的仿真工作均取得了与实验或理论分析吻合较好的数值仿真结果，表明拉格朗日方法可以较好的模拟结构的响应及损伤情况。目前在爆炸冲击领域应用较为广泛和成熟的拉格朗日程序有 DYNA[19]、ABAQUS[20]、AUTODYN[21] 和 HEMP[22] 等。

当物体在剧烈的爆炸载荷作用下发生超大变形时，Lagrange 网格会随之发生扭曲、交叠等现象，导致计算精度和效率的严重下降，甚至无法完成计算。一些网格重构方法[23] 在计算过程中网格严重扭曲时，将网格进行重新划分，并将旧网格中的物理量映射至新网格中，可以在一定程度上改善网格畸变的问题，并成功应用于一维和二维问题，但三维复杂构型的网格自动划分过程实现起来十分复杂和费时，并且网格重构中的历史变量映射过程也会在一定程度上降低其求解精度。克服网格畸变的另一种方法是采用侵蚀算法，即当单元变形过大时 (其等效塑性应变等物理量达到预设阈值) 将其自动删除，Espinosa 等[24] 基于拉格朗日有限元对多层陶瓷/钢靶的的冲击侵彻响应进行了仿真，并研究了不同侵蚀参数对结果的影响。侵蚀算法在模拟大变形问题时有效地克服了网格畸变问题，但是由于单元侵蚀造成了质量不守恒，忽略了被删除单元对仿真系统的作用，进而带来数值误差；另外被侵蚀后的单元也无法继续描述材料变形情况，也就无法模拟出材料断裂、破碎等效果。

1.2.1.2 欧拉方法

与 Lagrange 方法不同，Euler 方法的网格固定在空间中，不随物质的运动和变形而变化，而材料相对于网格运动，因而在求解大变形问题时，不会因为网格畸变而降低计算精度和效率，比较适合处理大范围流动问题。计算过程中，各时刻的速度、压力和密度等物理量是在空间点上存储和计算的，因此质量、动量和能量等物理量将跨越网格边界发生输运。在爆炸毁伤效应模拟中，高能炸药在起爆后转换为爆轰产物并推动周围介质向外运动，这个过程通常会产生强冲击波并在介质中传播，Euler 方法因其可以较自然的反映大变形而被广泛应用于求解该类问题。北京计算数学与应用物理研究所开发了基于欧拉网格的有限差分程序 MEPH2D 和 MEPH3D[25,26]，并引入自适应加密网格技术，对炸药爆轰、聚能射流等问题进行了研究；王成等[27] 将改进的间断伽辽金方法 (DGM[28]) 应用于气体爆炸问题，得到了稳定的高精度数值解；杨秀敏院士课题组基于高精度的 WENO 有限差分格式和贴体坐标编制了空气

冲击波流场计算程序 EF3D[1]，用来研究不同爆炸方式、不同入射反射条件下的各种空气波流场参数变化规律；中科院力学所的张德良和北京大学的刘凯欣等基于高精度时空守恒元解元算法开发了 SUPER CE/SE 程序并将其用于爆轰问题的模拟[29,30]。

采用空间固定网格避免了拉格朗日有限元中出现的网格畸变问题，但对于跟踪物质运动和历史变量会带来较大困难，特别是对于多物质问题[31]，因而欧拉方法通常需要结合物质界面的跟踪算法 (如 Youngs[32] 界面重构法、Level Set 法[33]、无质量示踪点法 (HELP 程序[34]) 以及模糊界面法[35] 等) 来求解流场的运动情况[36]。另外，由于在爆炸流场的计算中，物质界面两侧通常是物理性质差异较大的两种流体，故在求解各区域差分方程时需要用到另一区域中的空间点信息，而直接使用另一种流体的函数值会造成较大的数值误差，为此 Osher 和 Glimm 等人[37] 提出“虚拟网格法”(Ghost Fluid Method, GFM)，将所求解区域界面另一侧的网格定义为“虚拟网格”，其压力和速度均采用当地值，并通过由求解区域的等熵外插来获得“虚拟网格”处的其他变量。

近年来，国内外学者采用欧拉类方法对空中爆炸问题进行了大量研究，并取得了一系列成果。北京理工大学宁建国研究组采用改进的 Youngs 界面重构法研发了一种多物质欧拉流体程序 MMIC2D 和 MMIC3D，并对管道内爆炸等问题进行了模拟[38]；柏劲松[39] 采用 3 阶精度的 PPM 方法并辅以流体体积分数法 (VOF) 发展了用于求解水下爆炸的高精度数值方法；文尚刚[40] 采用 Level set 方法对三维爆轰波阵面进行了有效的追踪；Luccioni 等[41] 采用 AUTODYN 软件研究了钢筋混凝土建筑受到空气中爆炸作用后的结构失效问题，其中高能炸药爆轰产物的传播过程采用三维多物质 Euler 求解器模拟；Wu 等[42] 采用 AUTODYN2D 模拟了地面爆炸后产生的冲击波以及地面振动效应。

以上研究成果显示了欧拉方法在求解爆炸问题中波传播过程的优势，但由于运动描述方式的限制，该方法很难独立的处理流固耦合问题，而是通常采用拉格朗日方法离散固体区域并与欧拉方法相耦合来求解该类问题。

1.2.1.3 混合方法

由于拉格朗日方法和欧拉方法均存在着各自的优势和缺陷，很多学者希望能将二者有机结合，扬长避短来解决爆炸力学领域的相关问题，并进行了许多这方面的研究工作。任意拉格朗日-欧拉法 (ALE) 作为其中的一个主要方法，最早由 Noh[43] 提出，其主要思想是计算网格既可以与物质固连，也可在空间保持不动，或者介于二者之间，根据问题需要来设定网格的运动形式，从

而更加准确的描述了物质的运动，同时又克服了网格畸变和物质界面追踪等数值困难。拉格朗日方法和欧拉方法相当于 ALE 方法的两个特例，当网格点运动速度等于物质的运动速度时，ALE 退化为拉格朗日法，当网格点固定于空间不动时，ALE 退化为欧拉法。ALE 方法结合了拉格朗日和欧拉方法的优点，较适合处理大变形问题，Luo 等[44] 采用该方法模拟了激波管和水下爆炸问题；邓荣兵等[45] 应用多物质 ALE 有限元研究了爆炸冲击波对玻璃幕墙的破坏作用。ALE 方法的主要数值难点在于如何构造一个简单、高效的 3 维网格移动方法[46]，且与欧拉法一样存在材料界面捕捉的问题，因而其总的计算量要大于拉格朗日方法和欧拉方法。

另一种典型的混合方法是由 Harlow[47,48] 提出的质点网格法 (Particle In Cell，PIC)。PIC 方法采用了欧拉和拉格朗日双重描述，将流体离散为质点，并携带质量、速度和能量在欧拉背景网格中运动。每个时间步分为两步进行，第一步忽略偏微分方程中的输运效应，在网格上计算由压力效应导致的速度和能量变化；第二步为输运计算，在前一步基础上按照质点所在位置，以某种加权平均方式计算质点的速度并得出本时间步内的位移，而所有质点的运动总和就构成了各个网格间的输运效应。该方法既保留了欧拉方法处理大变形问题的优势，又能够显式跟踪材料界面，但对计算内存的需求量过大，因而在该方法思想的基础上，又发展出许多改进的方法，如 FLIC[49](Fluid-In-Cell method)、MAC[50](Marker And Cell method) 等。Brackbill 等则将所有的物质信息都集中由质点携带，将 PIC 方法发展为一种低数值耗散的完全拉格朗日质点格式的 FLIP[51,52](Fluid-Implicit-PIC) 方法。

1.2.1.4 无网格方法

前面所介绍的传统数值方法大都需要通过网格来离散物质区域，对于复杂的三维几何形状，划分网格要占用很大的工作量，并且在处理爆炸毁伤问题时又存在各自的困难，因而近年来无网格法[53–56] 作为一种新型的数值手段受到越来越多的重视，并成为计算爆炸力学研究领域的热点之一。无网格法的基本思想是采用一组无需预先设定连接关系的粒子 (或称质点) 对物质区域进行离散，因而在计算过程中不会产生网格畸变问题，在处理大变形问题上较 Lagrange 网格类方法有较大优势，同时由于物质可随粒子进行运动和变形，所以对于物质界面的追踪和历史变量的记录也要优于 Euler 网格类方法。

在众多无网格法中，光滑粒子流体动力学 (Smoothed Particle Hydrodynamics，SPH[57]) 方法首先被成功地应用到了爆炸问题的模拟中。SPH 方法采用 Lagrange

描述，离散粒子携带了物质的全部信息，每一粒子通过其相邻粒子构造出场函数及其导数，并通过显式格式来积分粒子运动方程。SPH 是纯无网格法，即在离散和计算过程中不依赖于任何网格，所有的物理量均由离散粒子携带，因而易于求解具有高度几何非线性的问题。近年来，SPH 方法在高能炸药爆炸问题方面有着比较广泛的应用[58]，Swigle 等[59] 通过一系列算例证明了采用 SPH 方法计算水下爆炸及其对水下结构作用的可行性，同时也指出若需要模拟气泡运动等后期现象，仍需要对算法做进一步改进；Rabczuk 等[60] 采用改进的 SPH 方法 (MLSPH) 模拟了混凝土在冲击爆炸载荷下的破坏问题；刘谋斌等[61,62] 采用 SPH 方法成功地模拟了高能炸药在空气中和水中起爆的问题，并通过一系列数值算例证明了 SPH 处理任意形状装药起爆问题的能力。刘桂荣和刘谋斌在文献[55] 中对于 SPH 在爆炸方面的应用给出了更为详尽的介绍。

但是 SPH 方法也有一些有待进一步研究和改进的重要问题。如在每一时间步中，每个粒子均需要对其附近粒子遍历来更新其物理量，大量的搜索工作会在一定程度上影响计算效率；已有一些研究者对 SPH 边界条件不易处理的问题提出了改进方案[63]；另外，在拉伸过程中的不稳定现象也引起了研究者的关注，并进行了大量的改进工作[64,65]。近年来发展的另一种无网格法——物质点法 (Material Point Method，MPM[66,67]) 则在以上几个方面具有较好的效果，马上等[68] 对于这两种无网格方法进行了较全面和细致的对比，并针对超高速碰撞问题中的应用效果进行了比较。

1.2.2 流固耦合计算方法研究现状

空中爆炸与目标的相互作用过程本质上是一个流固耦合问题，而求解流固耦合问题的难点在于交界面的不断变化和流固性质的巨大差异。早期的研究通常采用解耦的方式或采用单向耦合的方式来简化流体和固体间的相互作用，对某一关心的区域进行研究，比如将空中爆炸产生的冲击波以压力脉冲的形式加载到结构表面来研究结构的响应[69]；或者将结构看做固定刚体，不考虑其变形和运动情况，研究其对冲击波的衰减作用[70]。但是对于爆炸这类流体和固体之间相互作用很强、耦合紧密的强流固耦合问题，固体在冲击波作用下产生大位移和大变形，运动边界反过来会影响流场变化，因而很有必要同时求解整个体系，而这对单一数值方法提出了很大挑战。由于拉格朗日方法易于求解路径相关材料的响应问题，而欧拉方法适宜求解大范围流场和波传播问题，因而很多研究尝试将这两类方法相结合来求解流固耦合问题。

对于流固耦合类问题的模拟，通常分为两大类："分离型" 和 "平均

型”。“分离型”方法将流体和固体区域分开来处理，并且在流固物质界面处进行耦合计算。由于将流体和固体材料分开处理，因而在同一空间点上只可能存在一种材料的状态量。不同材料间的相互作用是通过求解耦合方程来进行的，而这个方程则代表了流体与固体间耦合作用的强弱。“平均型”方法则允许不同的材料存在于相同的空间点上，材料的状态变量在空间上连续变化，因而每种材料的状态都是在整个空间上定义的。这种方法并没有定义明确的材料分界面，而是在平均的意义上计算不同材料间的相互作用，因而材料间的相互作用可以在空间的任意位置上发生，并且通过求解多物理场方程来得到空间一点的状态 (质量、动量和能量)。两类耦合方法各具优缺点，也都被成功的应用于空中爆炸及其毁伤效应的模拟中。

“分离型”方法不需要对欧拉法和拉格朗日法各自的求解器和控制方程做较大改变，并且由于流固材料分开处理，可以精确获得流固界面。但流固区域要相互提供边界条件，而二者物理性质的较大差异会导致界面处出现较严重的数值振荡。Lohner 和 Baum 等人的研究小组在这方面做了大量的工作，他们采用 3 维非结构化自适应有限元法[71](FEFLO98) 在欧拉框架下求解流体域，采用 DYNA3D 中的非结构化显式有限元在拉格朗日框架下求解结构，模拟了空中爆炸对卡车、混凝土墙等目标的破坏效应[72–75]。Fairly 等[76] 发展了用来求解土壤表面空中爆炸的耦合算法，其中空气和炸药爆轰产物采用欧拉网格离散而周围的土壤和复杂结构目标则采用拉格朗日网格离散。张亚军等[77] 在 ALE 框架下分别采用 FVM 模拟炸药，采用 FEM 模拟壳体，模拟了柱形壳在内部装药爆炸载荷下的响应。Flekkoy 等[78] 将连续介质区域与原子描述区域通过一个过渡区耦合起来，两个区域分别采用 FDM 和 MD 来求解并通过过渡区进行信息交换。

“平均型”方法在全场的任意位置都求解相同的控制方程，这样可以避免“分离型”方法在界面处出现的数值困难，具有更好的鲁棒性，但会使物质界面变得模糊。另外，在材料区域和材料界面发生大变形的情况下，很难模拟固体区域，因为固体材料的历史变量在穿越欧拉网格时会导致非物理应力的产生。Benson[79,80] 采用表面追踪和单值速度场等方法改善了物质界面模糊的问题，并将其成功应用到流固耦合问题的模拟；Guilkey 等[81,82] 基于 Kashiwa[83,84] 等人的思想，以欧拉框架下的 FVM 模拟流场，采用拉格朗日框架下的 MPM 模拟固体区域，发展了“平均型”的多物理场流固耦合求解器，并成功应用于爆炸及其流固耦合过程的模拟。

1.2.3 物质点法研究现状及在爆炸问题中的应用

物质点法是将用于求解流体力学问题的 FLIP[51,52](Fluid-Implicit-Particle) 方法加以改进并拓展到固体力学问题而得到的一种新型无网格方法。如图1.2所示，其基本思想是采用 Lagrange 质点将连续体离散成一组质点，连续体的所有物理量均由质点携带，在物质运动的区域布置 Euler 背景网格，背景网格仅用于动量方程的求解和空间导数的计算，而不携带任何物理量。在每一个时间步中，物质点和背景网格完全固连，在背景网格上求解物体的运动方程，而运动方程则是通过将物质点上的物理量映射到背景网格上而得到的。求解后再将网格点的变量映射回各物质点，更新物质点在下一个时刻的物理量。在每个时间步结束后将变形后的计算网格抛弃，在新的时间步中仍采用未变形的计算网格，从而避免了 Lagrange 法因网格畸变而产生的数值困难。MPM 发挥了 Lagrange 方法和 Euler 方法各自的长处，克服了其弱点，并且易于进行复杂结构的建模[85,86]，在冲击和爆炸等涉及大变形和材料破坏的问题中具有较好的效果并且得到了广泛的应用[87]。

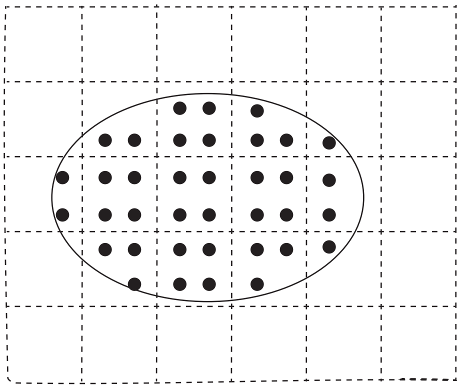


图 1.2 物质点法离散示意图

在爆炸问题方面，马上和张雄等[88] 在标准 MPM 的基础上通过增加质点分裂准则，发展了自适应 MPM，并将其用于聚能射流和爆轰驱动飞片等爆炸问题[89]，有效地改善了粒子类方法中拉伸所造成的数值断裂问题。廉艳平和张雄等[90] 进一步利用 MPM 详细研究了爆轰驱动飞片问题，所得到的数值仿真结果与 Gurney 公式解十分吻合，并通过数值模拟结果给出了改进的经验公式；Hu 等[91] 采用 MPM 模拟了爆炸及其产生的飞片对混凝土墙的破坏作用；Banerjee[92] 采用 MPM 模拟了内部爆炸驱动气体对金属柱体的破坏过程，证明了 MPM 求解具有高应变率和大变形流固耦合的强大能力；王宇新[93] 采用 MPM 对金属爆炸焊接问题和室内爆轰问题进行了系统的数值模拟，研究表明

MPM 可以有效求解多相介质爆炸冲击响应以及弹片与爆轰波对墙体协同破坏效应；陈卫东等[94] 将广义插值物质点法应用于高能炸药爆炸问题的模拟；杨鹏飞等[95] 在 MPM 中引入 Gurson 模型和 Weibull 分布，从微观孔洞分布和宏观强度随机分布两个角度建立了随机破碎现象的物质点模拟方案，并成功地模拟了爆炸作用下金属壳体的破碎过程，所得碎片形状、质量累积分布等结果与理论预测值符合较好；张忠等[96] 基于 MPM 分析了非均质固体炸药的冲击起爆行为，模拟了其对金属材料的破坏效果。上述研究工作充分展示了 MPM 在求解爆炸问题方面的应用优势。

一些研究者将 MPM 和其它数值方法相结合，以发挥各自的优势。Guillkey 等[97] 将 MPM 与有限体积法 (Finite Volume Method，FVM) 耦合，构建了用于求解多物理场流固耦合问题的数值方法，其中对于流体采用 Euler 描述，而对于固体则采用 MPM 求解；为了求解包含结构大变形过程的流固耦合问题，Gilmanov 等[98] 采用耦合浸没边界方法来处理流体区域的复杂边界条件，采用 MPM 求解结构中的应力和应变，并且在有限差分的框架下将两种方法相耦合；Guo 等[99] 采用握手区方法将分子动力学 (Molecular Dynamics，MD) 与 MPM 耦合，模拟了 Cu-Cu 和 Si-Si 的群簇高能碰撞问题；张雄等[100] 发展了物质点有限元方法，并应用于超高速碰撞问题，在发生大变形的区域内预先设置规则的背景网格，用于 MPM 求解动量方程，而在其他区域则采用有限元法求解。廉艳平等[101] 对变形较小的物体采用有限元法，对发生大变形的物体采用 MPM 离散，二者间通过接触算法相耦合，构造了耦合物质点有限元法，并对钢弹侵彻破坏靶板和水柱坍塌冲击障碍物等问题进行了计算，与实验结果以及其它数值方法结果相吻合。为了进一步提高计算效率，廉艳平等[102,103] 在此基础上，发展了自适应物质点有限元方法，在初始时刻所有物体均采用有限元离散，计算过程中变形达到设定阈值的有限单元自动转化为物质点并继续进行耦合计算，在求解冲击和侵彻等结构破坏类问题时有很好的效果，且计算效率较标准物质点法更高。上述研究表明，MPM 可以很好地与拉格朗日类方法 (MD、拉格朗日 FEM) 和欧拉类方法 (欧拉 FVM、欧拉 FDM) 相耦合，而 MPM 本身兼具 Lagrange 质点和 Euler 背景网格则是这些耦合方法成功实现的关键因素。

虽然 MPM 在模拟高能炸药起爆和求解结构破坏等存在高度几何非线性和材料非线性的问题中具有较大的优势，但在模拟流场时，仍然存在着粒子类方法所共有的一些缺点。比如在模拟高能炸药在空气中爆炸的问题时，起爆之后高能炸药转化为高温高压气体并推动周围空气运动，由于爆轰产物与空

气间的密度和速度相差过大，会在物质界面处产生非物理穿透现象，进而影响计算的精度和稳定性。另外，由于 MPM 采用质点与背景网格的双重描述，使得该方法在同样的空间离散精度下要比网格类方法和纯无网格方法占用更多的计算资源，尤其在求解大规模的三维问题时，该问题将变得更为突出。

1.2.4 多孔金属材料抗爆炸冲击性能研究现状

多孔金属材料凭借其质量轻和吸能效率高等优点[104], 被广泛应用于航天航空飞行器、高速列车、汽车和轮船等交通运载工具以及重要建筑物的缓冲装置上，受其带动，对于多孔金属材料力学行为的研究也得到了迅猛发展[105]。早期的大部分关于多孔金属材料的研究主要集中于静态或准静态加载，而对于其动态特性的研究较少。实际应用过程中，不论是作为结构的一部分，还是作为缓冲或防护装置，多孔金属材料均可能遇到较高的破坏应力并吸收更高的能量，尤其是在军事和防恐怖领域更为突出，例如，蜂窝金属夹芯板结构可应用于重要建筑目标的防护构件以抵抗爆炸带来的冲击波效应。因此，对于多孔金属材料在高应变率下的动态力学性能的研究对于工程设计领域具有重要的意义。

国内外对于多孔金属的抗爆炸动力学性能从理论分析和实验等方面进行了如下研究。Fleck 等[106] 用解析手段对微结构有序的格构式夹层梁在空气爆炸和水下爆炸受到的冲击载荷响应进行了分析，其方法可以用于在给定质量的情况下优化夹层梁的几何形状设计，并获得最大抗冲击能力。Guruprasad 等[107,108] 通过理论分析和实验研究提出了牺牲覆层的设计概念，给出了以超轻多孔材料为主要结构材料的防护装甲设计适用性准则。Andrews 等[109] 提出了用来描述夹芯层板失效模式的示意图，并且采用单自由度质量弹簧系统对模型进行简化，模拟了爆炸载荷对夹芯层板的作用，最后，通过准静态实验验证了理论分析的正确性。Radford 等[110] 采用实验手段对子弹作用泡沫金属夹层板并产生变形的过程进行了研究，在此基础，采用商业有限元软件 ABAQUS 对泡沫金属夹层板在爆炸作用下的响应进行了数值仿真，其结果与实验结果吻合较好。Hanssen 等[111] 采用实验手段研究了泡沫铝实心板对爆炸冲击波的响应过程，发现了材料透射能量增大的行为，并认为这是由于材料的塑性变形存储变性能所致。Nurick 等[112] 通过实验分别研究了蜂窝夹芯板在不同当量炸药爆炸的均布载荷和集中载荷作用下的响应情况，并与空心双层板的情况进行了对比，得到了夹芯板三个形变阶段的形态以及蜂窝板的破坏形式。王海福等[113] 采用实验手段研究了爆炸载荷下孔隙度和粒度参数对铁基多孔材

料中冲击波压力特性的影响，初始孔隙度对爆炸冲击波在材料中衰减特性的影响主要体现在对初始冲击波峰值压力的削弱效应，而对传播过程所产生的冲击波的削弱效果则较小。

相关的理论分析和实验研究表明，多孔金属夹芯板的抗爆性能要显著高于同等质量的实心板，而夹芯层的压溃破坏消耗能量则是主要原因之一。由于涉及到爆炸的实验成本较高、危险性大，故数值仿真逐渐成为多孔金属夹芯板优化设计的重要手段，Qiu 等[114] 等采用有限元法分析了夹芯层梁在冲击载荷下的响应情况，其中冲击载荷以压力脉冲的形式均匀分布于夹芯梁的外表面。仿真结果表明应变硬化效应对于夹芯梁的动态响应影响很小，而夹层芯质的抗压强度对夹芯梁的响应和整体性能的影响同样较小，这与理论分析的结论相一致。Xue 等[115] 讨论和比较了夹芯层板和对应的实心板在空中爆炸作用下的抗冲击性能，并采用有限元仿真的手段对夹芯层板和等质量的实体板抗爆炸冲击载荷性能进行了分析对比，针对夹芯层板的角锥桁架、矩形蜂窝及折板三种几何形状进行了优化研究，目标参数包括芯质层单元的高跨比、面层厚度以及夹芯层板的总体相对密度等。Karagiozova 等[69] 采用有限元建立了蜂窝夹芯板的等效模型，并将爆炸载荷以压力脉冲的形式加载到夹芯板表面，对文献[112] 中的实验进行了数值模拟，显示了采用多孔材料作为抗爆防护结构的应用潜力。由于基于网格的拉格朗日类方法在处理大变形问题上的缺陷，无网格方法越来越多地被应用到多孔材料爆炸冲击的研究中，许爱国等[116] 采用 MPM 对金属材料中的空洞冲击塌缩现象进行了模拟，并研究了高熔点炸药材料中空洞的存在对冲击起爆的影响。Taylor 等[117] 采用 AUOTDYN 中的 SPH 方法和拉格朗日有限元法分别对二维的蜂窝板超高速碰撞问题进行了研究，在获得相近的计算结果的同时，无网格方法不需要人为的加入侵蚀算法就可以很好地模拟出碰撞过程的形貌细节，展示出处理此类问题的优势。该文同时还对三维斜撞击进行了模拟并得出了撞击入射角对于后面板损伤影响很小的结论。

对于空中爆炸载荷作用于蜂窝夹芯板的问题，由于空中爆炸涉及物理过程较多，而蜂窝夹芯板又具有较复杂的结构，给数值模拟带来了较大困难，前面所述的数值模拟方法大都对于夹芯层板进行等效建模，将其用等效的实心板来代替，并且将爆炸载荷以压力脉冲的形式加载于蜂窝板表面，这样就无法全面反映出流固耦合过程对整个系统带来的影响，因而针对该类问题需要进一步研究有效的数值计算方法。

1.3 本文研究的主要内容

本文的工作主要围绕空中爆炸与靶标相互作用问题展开。由于空中爆炸问题具有高温、高压和高应变率等特点，并涉及炸药起爆、波传播、流固耦合以及结构破坏等性质差异较大的物理过程，本文结合拉格朗日类方法和欧拉类方法的各自优势，分别在时间和空间上将物质点法 (拉格朗日框架) 和有限差分法 (欧拉框架) 相结合来构造适合空中爆炸问题的高效数值方法，并将其应用于防护结构的抗爆性设计。

本章阐述了本文的研究背景和意义。通过介绍空中爆炸问题的基本概念以及相关数值方法的研究进展，说明了发展耦合方法求解该类问题的意义，并进一步介绍了空中爆炸问题中的流固耦合过程的计算方法分类和现状。本章还重点综述了物质点法在求解爆炸问题中的优势和具体应用范围，最后介绍了多孔金属材料抗爆炸冲击性能的研究现状。

第二章基本理论，分别在拉格朗日框架下和欧拉框架下详细介绍了物质点法和有限差分法的基本理论，包括控制方程、离散格式和时间积分等，并介绍了本文中涉及到的主要材料的本构模型。为了解决模拟空中爆炸问题时由于空气抗剪性较差而导致的数值发散问题，本章提出了剪切模态阻尼，并将其引入物质点法，很好地抑制了由于误差引起的剪切作用造成的数值不稳定。

第三章空中爆炸问题的交替物质点有限差分法研究，针对空中爆炸在不同阶段物理过程的性质差异，充分发挥物质点法和有限差分法各自的优势，提出交替物质点有限差分方法 (Alternating Finite Difference Material Point method，AFDMP)。交替运用两种数值方法求解空中爆炸的全过程，并引入无质量示踪点对物质界面进行追踪。采用一维板条爆轰问题和空中爆炸的传播问题验证了该方法模拟起爆过程和波传播过程的精度，并证明了无质量示踪点法在界面追踪方面的优势。最后采用该方法对空中爆炸与金属靶体相互作用的问题进行了研究。

第四章基于“握手区”的耦合物质点有限差分法研究，针对空中爆炸在不同区域内材料和物理过程的性质差异，提出耦合物质点有限差分法 (Coupled Finite Difference Material Point method，CFDMP)。在流体区域采用基于欧拉框架下的有限差分法，在流固耦合区域采用基于拉格朗日框架下的物质点法，并通过“握手区”实现两个计算区域间的信息交换。通过一维激波管和二维高能炸药空气中爆炸问题验证了该方法对于波传播问题的计算精度和效率，并且爆炸产生的冲击波在两个计算区域间的传播并没有产生明显的界面效应。

进而对空中爆炸与混凝土靶体的相互作用问题进行了研究。最后采用 CFDMP 方法研究了空中爆炸对实心钢板的毁伤效果，通过与实验结果的对比证明了 CFDMP 对该类问题的适应性。

第五章蜂窝夹芯板防护结构抗爆性研究，采用 CFDMP 对于蜂窝夹芯板结构的抗爆性能进行研究，得出蜂窝芯质的几何形状、几何尺寸、芯质材料等因素对蜂窝夹芯板抗爆炸冲击性能的影响，通过一系列数值实验总结出蜂窝夹芯板防护结构抗爆性能的定性规律。得出了等质量、相同等效密度下，蜂窝芯质的形状对其抗爆性能影响不大的结论；分别给出了等质量情况下，蜂窝夹芯板抗爆性能随蜂窝高度、壁厚的变化情况，绘制了不同当量载荷下的最大挠度变化曲线；并且证明了轻质铝作为蜂窝芯质具有更好的吸能性。

第六章是对全文工作的总结，提炼出本文中的主要研究成果和创新点，并对今后的工作加以展望。

第 2 章　基本理论

本文涉及两种数值方法：物质点法和有限差分法。物质点法采用拉格朗日质点对物体进行离散，其背景网格仅用于动量方程的求解和空间导数的计算，其材料区域的所有信息均由质点携带；基于欧拉描述的有限差分法则采用规则的欧拉网格对材料区域进行离散，所有物质信息均储存在网格格心。关于物质点法和有限差分法的理论推导和具体应用，张雄[118] 和张德良[119] 的著作中分别给出了较详细的介绍，本章从不同的运动描述出发，简要叙述了这两种数值方法的基本原理和实现过程，并且针对空中爆炸问题的特点，在原有的物质点法基础上提出了剪切模态阻尼。

2.1　物质点法

2.1.1　控制方程和离散

如图2.1所示，物质点法在物体及其运动的区域定义背景网格，并且将材料区域离散为一系列质点，所有的物质变量均由质点携带，例如质量、位置、速度、应力和应变等。在每一时间步中，背景网格在标准有限元[120] 框架下积分动量方程来更新动量，而质点则固连在背景网格上并随着背景网格运动。在每一时间步结束后，将已经变形的背景网格丢弃并在下一时间步创建新的规则背景网格，因而物质点法避免了网格类方法中经常出现的网格畸变问题。通常背景网格都采用规则的正六面体单元，而新的背景网格上的初始质量和动量则由当前时间步质点所携带的变量通过形函数映射得到，这样相当于完成了本时间步的输运过程。

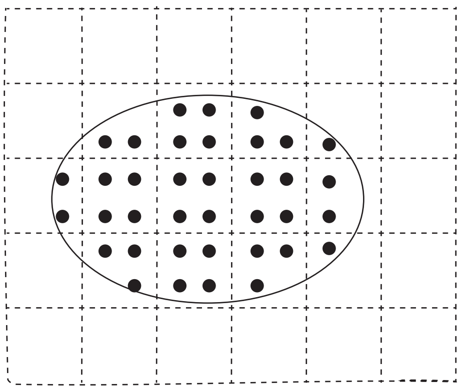


图 2.1　物质点离散示意图

下面从运动描述出发，介绍本文中物质点法所求解的控制方程。考虑图2.1所示的物体，采用更新拉格朗日描述，其动量方程可表示为

$$\sigma_{ij,j}+\rho f_i=\rho \ddot{u}_i \qquad \forall x_i\in V \tag{2-1}$$

式中 V 表示当前材料区域，σ_{ij} 为柯西应力，下标 j 表示对其求偏导数，ρ 为当前密度，f_i 为体力密度，$\ddot{u}_i$ 为加速度。通过加权余量法可得到动量守恒方程的弱形式[66]：

$$\delta\Pi=\int_V \rho\ddot{u}_i\delta u_i dV+\int_V \sigma_{ij}\delta u_{i,j}dV-\int_V \rho f_i\delta u_i dV-\int_{A_t}\bar{t}_i\delta u_i d\Gamma=0 \tag{2-2}$$

式中 A_t 是给定面力边界。

在物质点法中，由于质点携带了质量信息，质量守恒自动满足，质点的密度为：

$$\rho J=\rho_0 \tag{2-3}$$

式中 J 为变形梯度矩阵 $F_{ij}=\partial x_i/\partial X_j$ 的行列式，ρ_0 为初始密度。

物体的能量方程可表示为

$$\dot{E}=J\sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}=Js_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}-Jp\dot{\varepsilon}_{kk} \tag{2-4}$$

式中 E 为单位体积总能量，$\dot{\varepsilon}_{ij}$ 为应变率，$s_{ij}=\sigma_{ij}-p\delta_{ij}$ 为偏应力，p 为压力。

物质点法将连续体离散为一系列的质点，其密度可以表示为

$$\rho(\boldsymbol{x})=\sum_{p=1}^{n_p} m_p\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}_p) \tag{2-5}$$

式中 n_p 为质点数量，δ 为 Dirac Delta 函数，m_p 和 $\boldsymbol{x}_p$ 分别为质点 p 的质量和位置。

由于质点在每一时间步都固连在背景网格上并随背景网格运动，质点 p 的位移可以通过下面的标准有限元形函数由背景网格节点映射得到：

$$\boldsymbol{u}_p=\sum_{I=1}^{n_g} N_{Ip}\boldsymbol{u}_I \tag{2-6}$$

式中 $\boldsymbol{u}_I$ 是背景网格节点 I 的位置坐标，$N_{Ip}=N_I(\boldsymbol{x}_p)$ 为背景网格节点 I 的形函数在质点 p 处的插值。本文采用 8 节点正六面体背景网格，故 $n_g=8$，且

$$N_{Ip}=\frac{1}{8}(1+\xi_p\xi_I)(1+\eta_p\eta_I)(1+\zeta_p\zeta_I) \qquad I=1,2,...,8 \tag{2-7}$$

式中 (ξ_I,η_I,ζ_I) 为节点 I 的自然坐标，(ξ_p,η_p,ζ_p) 为质点 p 的自然坐标。如果质点 p 在六面体单元外，则 $N_{Ip}=0$。

将式 (2-5) 和式 (2-6) 代入到动量方程的弱形式 (2-2) 中并采用集中质量阵，得：

$$\dot{p}_{iI} = f_{iI}^{\text{int}} + f_{iI}^{\text{ext}} \tag{2-8}$$

式中

$$p_{iI} = \sum_{p=1}^{n_p} m_p N_{Ip} v_{ip} \tag{2-9}$$

为网格节点动量，

$$f_{iI}^{\text{int}} = -\sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip,j}\sigma_{ijp}\frac{m_p}{\rho_p} \tag{2-10}$$

为网格节点内力，

$$f_{iI}^{\text{ext}} = \sum_{p=1}^{n_p} m_p N_{Ip} f_{ip} + \sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip} h^{-1} t_{ip}\frac{m_p}{\rho_p} \tag{2-11}$$

为网格节点外力。在式 (2-11) 中，h 为用来求面积分的假想边界层厚度。网格节点质量可以表示为

$$m_I = \sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip} m_p \tag{2-12}$$

2.1.2 时间积分

物质点法一般采用显式时间积分，其第 n 步的时间步长 Δt^n 由 CFL 条件得到。由于前面已经得到动量方程的微分形式 (2-8)，则动量方程从时间步 n 到 $n+1$ 的积分式可以表示为

$$p_{iI}^{n+1} = p_{iI}^{n} + f_{iI}^{n}\Delta t^n \tag{2-13}$$

式中

$$f_{iI}^{n} = f_{iI}^{\text{int},n} + f_{iI}^{\text{ext},n} \tag{2-14}$$

将背景网格节点的增量信息映射至质点，可以得到质点的速度和位置：

$$v_{ip}^{n+1} = v_{ip}^{n} + \sum_{I=1}^{8}\frac{f_{iI}^{n}}{m_I^n}N_{Ip}^{n}\Delta t^n \tag{2-15}$$

$$x_{ip}^{n+1}=x_{ip}^{n}+\sum_{I=1}^{8}\frac{p_{iI}^{n+1}}{m_I^n}N_{Ip}^{n}\Delta t^n \tag{2-16}$$

在计算应变增量和旋率增量之前，将更新后的质点速度映射回背景网格节点，得到更新的网格节点速度

$$v_{iI}^{n+1}=\frac{\sum\limits_{p=1}^{n_p}m_pN_{Ip}^{n}v_{ip}^{n+1}}{m_I^n} \tag{2-17}$$

再用该速度去更新质点的应变增量和旋率增量：

$$\Delta\varepsilon_{ijp}^{n}=\frac{1}{2}\sum_{I=1}^{8}(N_{Ip,j}^{n}v_{iI}^{n+1}+N_{Ip,i}^{n}v_{jI}^{n+1})\Delta t^n \tag{2-18}$$

$$\Delta\Omega_{ijp}^{n}=\frac{1}{2}\sum_{I=1}^{8}(N_{Ip,j}^{n}v_{iI}^{n+1}-N_{Ip,i}^{n}v_{jI}^{n+1})\Delta t^n \tag{2-19}$$

最后，更新质点的密度和应力

$$\rho_p^{n+1}=\rho_p^n/(1+\Delta\varepsilon_{kkp}^{n}) \tag{2-20}$$

$$\sigma_{ijp}^{n+1}=\sigma_{ijp}^{n}+\sigma_{ikp}^{n}\Delta\Omega_{jkp}^{n}+\sigma_{jkp}^{n}\Delta\Omega_{ikp}^{n}+\Delta\sigma_{ijp}^{n} \tag{2-21}$$

式中 $\Delta\sigma_{ijp}^{n}$ 由材料的本构关系得到。

至此，质点的全部历史变量得以更新，丢弃变形的背景网格并结束第 n 时间步，而第 $n+1$ 时间步从创建新的规则背景网格开启。

2.1.3 接触算法

在物质点法中，各物体间的运动是通过定义在背景网格节点上的单值速度场确定的，因而在运动过程中，物体间不会发生相互穿透，即标准物质点法自动满足物体间的无滑动接触条件，无需额外运算即可自动处理物体间的无滑动接触。但如果考虑到物体间的相对滑动和分离，则需要引入接触算法。本文中采用 Bardenhagen 等人[121] 提出的基于拉格朗日乘子法的物质点接触算法，并使用了 Ma 等人[122] 建立的局部多重背景网格接触算法，降低了内存的使用量并提高了接触算法的效率。

考虑图2.2所示的两个物体 A 和 B，当二者均对背景网格节点 I 的动量有贡献 ($P_{iI}^{A} \neq 0, P_{iI}^{B} \neq 0$) 时，则判定两个物体在该节点处发生接触。当节点法向速度满足条件

$$(v_{iI}^{A} - v_{iI}^{B}) n_{iI}^{A} > 0 \tag{2-22}$$

时，表面两个物体正在相互接近，将可能发生相互穿透。式中 n_{iI}^{A} 为物体 A 的边界在节点 I 处的外法线单位矢量，可以通过质量梯度求得。各物体外表面在节点 I 处的法向单位向量可表示为

$$\hat{n}_{iI}^{b} = \frac{\sum_{p=1}^{n_p^b} m_p N_{Ip,i}}{\left| \sum_{p=1}^{n_p^b} m_p N_{Ip,i} \right|}, \ b = A, B \tag{2-23}$$

则在节点 I 处应满足共线条件 $\hat{n}_{iI}^{A} = -\hat{n}_{iI}^{B}$，以保证动量守恒并且在界面处不发生相互穿透，在实际计算过程中，为保证上述共线条件，可选取较刚硬的或是外表面为凸面的物体来计算接触面的公法线方向，例如物体 A 较物体 B 更刚硬，或者物体 A 外表面为凸面而物体 B 外表面为凹面时，则取物体 A 的表面来计算公法线方向：

$$n_{iI}^{A} = -n_{iI}^{B} = \hat{n}_{iI}^{A} \tag{2-24}$$

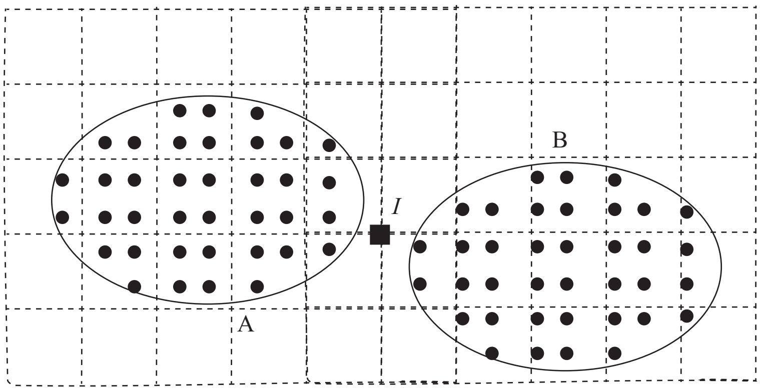


图 2.2　相互接触的两个物体

在处理物体间接触问题时，首先在不发生接触的情况下独立更新各个物体的节点动量，得到节点的试探动量

$$\overline{p}_{iI}^{b,n+1} = p_{iI}^{b,n} + \Delta t^{n} f_{iI}^{b,n} \tag{2-25}$$

和试探速度

$$\bar{v}_{iI}^{b,n+1}=v_{iI}^{b,n}+\Delta t^{n}\frac{f_{iI}^{b,n}}{m_{I}^{b,n}} \tag{2-26}$$

并通过式 (2-22) 判定物体是否在接触面发生穿透，若物体间发生接触并有相互穿透的趋势，则施加接触力 $f_{iI}^{b,c,n}$ 来修正节点动量并消除穿透，修正后的各物体节点动量和速度分别为

$$p_{iI}^{b,n+1}=\bar{p}_{iI}^{b,n+1}+\Delta t^{n}f_{iI}^{b,c,n} \tag{2-27}$$

$$v_{iI}^{b,n+1}=\bar{v}_{iI}^{b,n+1}+\Delta t^{n}\frac{f_{iI}^{b,c,n}}{m_{I}^{b,n}} \tag{2-28}$$

式中，接触力 $f_{iI}^{b,c,n}$ 由粘着接触条件得到：

$$f_{iI}^{b,c,n}=\frac{(m_{I}^{A,n}\bar{p}_{iI}^{B,n+1}-m_{I}^{B,n}\bar{p}_{iI}^{A,n+1})}{(m_{I}^{A,n}+m_{I}^{B,n})\Delta t^{n}} \tag{2-29}$$

接触力 $f_{iI}^{b,c,n}$ 分为法向接触力 $f_{iI}^{b,\mathrm{nor},n}$ 和切向接触力 $f_{iI}^{b,\tan,n}$ 两部分：

$$f_{iI}^{b,\mathrm{nor},n}=f_{jI}^{b,c,n}n_{jI}^{b,n}n_{iI}^{b,n} \tag{2-30}$$

$$f_{iI}^{b,\tan,n}=f_{iI}^{b,c,n}-f_{iI}^{b,\mathrm{nor},n} \tag{2-31}$$

当切向接触力 $f_{iI}^{b,\tan,n}$ 的数值小于接触面的最大静摩擦力 $\mu\left\|f_{iI}^{b,\mathrm{nor},n}\right\|$ 时，满足粘着接触条件，否则为滑移接触，接触力可表示为：

$$f_{iI}^{b,c,n}=f_{iI}^{b,\mathrm{nor},n}+\mu\left\|f_{iI}^{b,\mathrm{nor},n}\right\|\frac{f_{iI}^{b,\tan,n}}{\left\|f_{iI}^{b,\tan,n}\right\|} \tag{2-32}$$

式中 μ 为摩擦系数。

2.1.4 剪切模态阻尼

显式有限元法一般采用单点高斯积分，在极大节省数据存储量和运算次数的同时，可能会引起零能模态 (沙漏模态)，导致计算发散。引入沙漏粘性阻尼可以有效地抑制沙漏模态[123]。物质点法在求解大范围、长时间的空气场问题时，由于空气的抗剪切能力极弱，数值误差形成的很小的剪切力就可能会产生数值振荡甚至导致计算终止。

本文针对上述问题，在背景网格单元的各节点处引入与剪切模态变形方向相反的剪切模态阻尼力，在不影响计算结果的情况下，抑制由于误差产生的剪切力，避免其造成数值发散。

如图2.3所示为物质点法中的一个 8 节点背景网格单元，其形函数为

$$N_I=\frac{1}{8}(1+\xi_I\xi)(1+\eta_I\eta)(1+\zeta_I\zeta),\ I=1，2，...，8 \tag{2-33}$$

式中 ξ、η 和 ζ 为单元内物质点的自然坐标，ξ_I、η_I 和 ζ_I 为节点 I 的自然坐标，如表2.1所示。位于该背景网格单元内的任意物质点的速度为

$$v_i(\xi,\eta,\zeta)=N_I(\xi,\eta,\zeta)v_{iI} \tag{2-34}$$

v_{iI} 表示单元的第 I 个节点在 x_i 方向上的速度分量。将式 (2-33) 代入上式，则物质点的速度可表示为

$$v_i(\xi,\eta,\zeta)=\boldsymbol{N}\boldsymbol{v}_i \tag{2-35}$$

式中

$$\boldsymbol{N}=\frac{1}{8}(\Sigma^{\mathrm{T}}+\Lambda_1^{\mathrm{T}}\xi+\Lambda_2^{\mathrm{T}}\eta+\Lambda_3^{\mathrm{T}}\zeta+\Gamma_1^{\mathrm{T}}\xi\eta+\Gamma_2^{\mathrm{T}}\eta\zeta+\Gamma_3^{\mathrm{T}}\xi\zeta+\Gamma_4^{\mathrm{T}}\xi\eta\zeta \tag{2-36}$$

$$\boldsymbol{v}_i=[v_{i1}\ v_{i2}\ v_{i3}\ v_{i4}\ v_{i5}\ v_{i6}\ v_{i7}\ v_{i8}]^{\mathrm{T}} \tag{2-37}$$

$$\Sigma=[1\ 1\ 1\ 1\ 1\ 1\ 1\ 1]^{\mathrm{T}} \tag{2-38}$$

$$\Lambda_1=[-1\ 1\ 1\ -1\ -1\ 1\ 1\ -1]^{\mathrm{T}} \tag{2-39}$$

$$\Lambda_2=[-1\ -1\ 1\ 1\ -1\ -1\ 1\ 1\ ]^{\mathrm{T}} \tag{2-40}$$

$$\Lambda_3=[-1\ -1\ -1\ -1\ 1\ 1\ 1\ 1]^{\mathrm{T}} \tag{2-41}$$

$$\Gamma_1=[1\ -1\ 1\ -1\ 1\ -1\ 1\ -1]^{\mathrm{T}} \tag{2-42}$$

$$\Gamma_2 = [1\,1\ -1\ -1\ -1\ -1\,1\,1]^{\mathrm{T}} \tag{2-43}$$

$$\Gamma_3 = [1\ -1\ -1\,1\ -1\,1\,1\ -1]^{\mathrm{T}} \tag{2-44}$$

$$\Gamma_4 = [-1\,1\ -1\,1\,1\ -1\,1\ -1]^{\mathrm{T}} \tag{2-45}$$

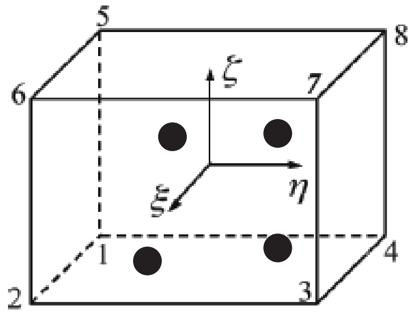


图 2.3 8 节点背景网格单元

表 2.1 各节点自然坐标

I	1	2	3	4	5	6	7	8
ξ_I	-1	1	1	-1	-1	1	1	-1
η_I	-1	-1	1	1	-1	-1	1	1
ζ_I	-1	-1	-1	-1	1	1	1	1

基矢量 Σ 描述了刚体运动，Γ_1、Γ_2、Γ_3 和 Γ_4 在单点高斯积分时被丢失，称为沙漏模态，可通过加入沙漏阻尼力来控制。Λ_1、Λ_2 和 Λ_3 则描述了单元的拉压和剪切变形，例如在 ξ 方向上，Λ_1 描述单元的拉压变形，Λ_2 和 Λ_3 描述了单元的剪切变形。这里，类似沙漏阻尼力，在与剪切变形模态相反的方向上施加一个剪切阻尼力。由于基矢量间是正交的，故可通过下式来判断剪切模态的存在：

$$S_{ik} = \Lambda_k^{\mathrm{T}} v_i \neq 0 \quad k = 1,2,3 \quad i = 1,2,3 \tag{2-46}$$

若上式成立，则在单元各个节点处加入与剪切模态 Λ_k^{T} 变形方向相反的剪

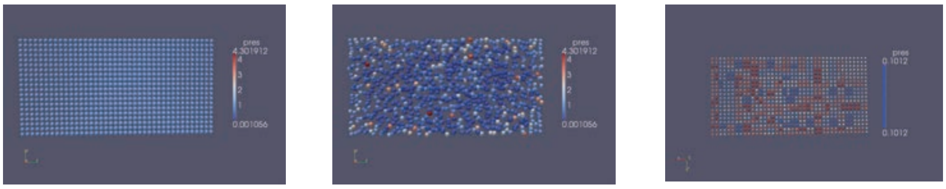
切粘性阻尼力

$$f_{ik}^{I} = -\alpha_s S_{ik} \Lambda_{kI} \tag{2-47}$$

式中 Λ_{kI} 为基矢量 Λ_k 的第 I 个分量，系数 α_s 由单元内质点的质量 m_p、材料声速 c、单元尺寸 Δx 和用户自定义常数 Q_s 来确定：

$$\alpha_s = \frac{\sum\limits_{p=1}^{n_p} m_p}{\Delta x} \frac{Q_s c}{4} \tag{2-48}$$

如图2.4(a) 所示，采用物质点法模拟处于固壁容器内的空气场，初始压力为标准大气压，在无任何扰动的情况下，数值仿真的结果应使空气保持静止并且压力场均匀，但在经过较长物理时间 (10 毫秒) 之后，不加剪切模态阻尼情况下的物质点法所得的结果 (图2.4(b)) 中已经出现明显的发散现象，压力场出现了紊乱；而加入剪切模态阻尼后所得结果 (图2.4(c)) 中虽然仍能看出数值误差的累积对压力造成一定的波动，但计算并不会发散并对结果造成影响。



(a)　　(b)　　(c)

图 2.4　剪切模态阻尼效果：(a) 初始空气场；(b) 不加剪切模态阻尼的结果；(c) 加入剪切模态阻尼的结果

2.2　有限差分法

2.2.1　控制方程、离散及时间积分

在空中爆炸过程中，可将爆轰产物和周围空气看做无黏的可压缩气体，因而对于空气区域中发生的爆轰产物扩散以及波传播过程可以采用三维可压缩欧拉方程描述：

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{f}}{\partial x} + \frac{\partial \boldsymbol{g}}{\partial y} + \frac{\partial \boldsymbol{h}}{\partial z} = 0 \qquad t \geqslant 0,\ (x,y,z) \in \mathbb{R}^3 \tag{2-49}$$

式中

$$\begin{cases} \boldsymbol{U}=[\rho,\rho\dot{u}_1,\rho\dot{u}_2,\rho\dot{u}_3,E]^{\mathrm{T}} \\ \boldsymbol{f}(\boldsymbol{U})=[\rho\dot{u}_1,\rho\dot{u}_1^2+p,\rho\dot{u}_1\dot{u}_2,\rho\dot{u}_1\dot{u}_3,(E+p)\dot{u}_1]^{\mathrm{T}} \\ \boldsymbol{g}(\boldsymbol{U})=[\rho\dot{u}_2,\rho\dot{u}_1\dot{u}_2,\rho\dot{u}_2^2+p,\rho\dot{u}_2\dot{u}_3,(E+p)\dot{u}_2]^{\mathrm{T}} \\ \boldsymbol{h}(\boldsymbol{U})=[\rho\dot{u}_3,\rho\dot{u}_1\dot{u}_3,\rho\dot{u}_2\dot{u}_3,\rho\dot{u}_3^2+p,(E+p)\dot{u}_3]^{\mathrm{T}} \end{cases} \tag{2-50}$$

$\dot{u}_1$，$\dot{u}_2$ 和 $\dot{u}_3$ 分别为 x，y，z 方向的速度分量，$E=\frac{1}{2}\rho(\dot{u}_1^2+\dot{u}_2^2+\dot{u}_3^2)+\rho e$ 为单位体积总能量，e 为比内能，压力 p 可以由状态方程求得。

采用有限差分法求解上述控制方程，首先如图2.5所示将连续的求解区域离散为规则的网格，本文中所有差分网格的物理量由格心点携带并在这些格心点上建立差分方程。构造差分方程的具体方法有很多，所构造出的差分方程也具有不同的数学性质和数值结果，除了需要满足相容性、收敛性和稳定性之外，差分方程所获得的数值解还需要能够真实的反应流动的物理特性。例如爆炸问题中波传播过程中的激波和接触间断是最常见的典型物理现象，因而在求解爆炸所涉及的流动问题时构造的差分方程要精确捕捉到这些间断，并且需要满足数值耗散和数值色散效应的要求。关于差分方程的构造和性质的研究，许多文献[11,119,124] 中已经给出详细介绍，这里不再赘述，本文中结合方法的精度需求和格式特点，选择 Lax-Wendroff[125] 差分方程对微分方程进行离散，其截断误差为 $O(\Delta t^2，\Delta x^2)$，在时间和空间上均为 2 阶精度。计算实践表明，Lax-Wendroff 差分格式的格式粘性较小，计算精度很高，在计算激波时得到的间断过渡区很窄，具有很好的计算效果。

以一维流动问题 $\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t}+\frac{\partial \boldsymbol{f}}{\partial x}=0$ 为例，其 Lax-Wendroff 差分方程的格式为

$$\boldsymbol{U}_i^{n+1}=\boldsymbol{U}_i^n-\frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\Delta x}[\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_{i+1}^n)-\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_{i-1}^n)]+\frac{1}{2}(\frac{\Delta t}{\Delta x})^2[\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_{i+1}^n)-2\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_i^n)+\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_{i-1}^n)] \tag{2-51}$$

由于待求解的是三维欧拉方程，因而，本文采用分裂步法[126] 将三维问题分裂为三个一维的无黏流动问题。为了减小积分先后顺序的影响，可以将原问题表示为如下积分格式

$$\boldsymbol{U}^{n+1}=L_z(\frac{1}{2}\Delta t)L_y(\frac{1}{2}\Delta t)L_x(\frac{1}{2}\Delta t)L_x(\frac{1}{2}\Delta t)L_y(\frac{1}{2}\Delta t)L_z(\frac{1}{2}\Delta t)\boldsymbol{U}^n \tag{2-52}$$

式中 $L_x(\Delta t), L_y(\Delta t)$ 和 $L_z(\Delta t)$ 分别为式 (2-49) 在 x，y 和 z 方向的差分算子，因而，每个方向上的一维欧拉方程采用 Lax-Wendroff 格式进行离散可表示为：

$$L_x(\Delta t)\boldsymbol{U}_i^n=\boldsymbol{U}_i^n-\frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\Delta x}[\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_{i+1}^n)-\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_{i-1}^n)]+\frac{1}{2}(\frac{\Delta t}{\Delta x})^2[\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_{i+1}^n)-2\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_i^n)+\boldsymbol{f}(\boldsymbol{U}_{i-1}^n)] \tag{2-53}$$

$$L_y(\Delta t)\boldsymbol{U}_j^n = \boldsymbol{U}_j^n - \frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\Delta y}[\boldsymbol{g}(\boldsymbol{U}_{j+1}^n) - \boldsymbol{g}(\boldsymbol{U}_{j-1}^n)] + \frac{1}{2}(\frac{\Delta t}{\Delta y})^2[\boldsymbol{g}(\boldsymbol{U}_{j+1}^n) - 2\boldsymbol{g}(\boldsymbol{U}_j^n) + \boldsymbol{g}(\boldsymbol{U}_{j-1}^n)] \tag{2-54}$$

$$L_z(\Delta t)\boldsymbol{U}_k^n = \boldsymbol{U}_k^n - \frac{1}{2}\frac{\Delta t}{\Delta z}[\boldsymbol{h}(\boldsymbol{U}_{k+1}^n) - \boldsymbol{h}(\boldsymbol{U}_{k-1}^n)] + \frac{1}{2}(\frac{\Delta t}{\Delta z})^2[\boldsymbol{h}(\boldsymbol{U}_{k+1}^n) - 2\boldsymbol{h}(\boldsymbol{U}_k^n) + \boldsymbol{h}(\boldsymbol{U}_{k-1}^n)] \tag{2-55}$$

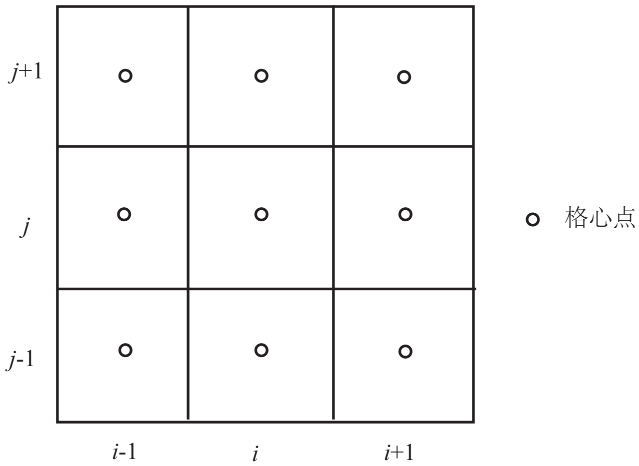


图 2.5 有限差分离散示意图

2.2.2 人工粘性

爆炸过程中的激波传播过程产生的强间断会使激波前后的物理量发生较大的跳跃，给数值求解带来较大的困难，因而，在差分方程的构造过程中，除了其本身具备的格式粘性外，还需要添加适当的人工粘性以完成对激波的捕捉。本文中为了抑制激波附近的非物理震荡，在式 (2-49) 中的守恒变量 U_i^n 中加入自适应人工粘性[119]，例如，在 x 方向

$$\bar{\boldsymbol{U}}_i^n = \boldsymbol{U}_i^n + \frac{1}{2}\eta\theta_i^n(\boldsymbol{U}_{i+1}^n - 2\boldsymbol{U}_i^n + \boldsymbol{U}_{i-1}^n) \tag{2-56}$$

$$\theta_i^n = \left| \frac{|\rho_{i+1}^n - \rho_i^n| - |\rho_i^n - \rho_{i-1}^n|}{|\rho_{i+1}^n - \rho_i^n| + |\rho_i^n - \rho_{i-1}^n|} \right| \tag{2-57}$$

式中 η 是一个问题相关的可调参数，或者也可以由时间步长 Δt、单元尺寸 Δx 和声速 c 决定

$$\eta = \frac{c\Delta t}{\Delta x}(1 - \frac{c\Delta t}{\Delta x}) \tag{2-58}$$

2.3 相关材料模型

2.3.1 空气材料

本文采用空材料强度模型和理想气体状态方程来描述空气，其状态方程可表示为

$$p=(\gamma-1)\rho e=(\gamma-1)[E-\frac{1}{2}\rho(u_1^2+u_2^2+u_3^2)] \tag{2-59}$$

式中 γ 为比热比，通常取值为 1.4， e 为单位质量初始内能。

2.3.2 TNT 材料

在高能炸药的起爆过程中，爆轰波在炸药中传播并使炸药受到强烈冲击压缩，压力和温度上升到很高的数值，在高温高压下诱发化学反应，释放的能量支持冲击波在炸药内继续推进[4]。高能炸药起爆后生成的爆轰产物的状态方程可以分为显含化学反应和不显含化学反应两种，后者广泛应用于爆炸力学数值计算中，被称为动力学状态方程，如本文中采用的 JWL 状态方程，是其中常用的一种，其表达式为

$$p=A(1-\frac{\omega}{R_1V})e^{-R_1V}+B(1-\frac{\omega}{R_2V})e^{-R_2V}+\frac{\omega E_0}{V} \tag{2-60}$$

式中 V 为相对体积， A、B、R_1、R_2 和 ω 为炸药的材料常数，一般通过实验来确定[127]。

2.3.3 混凝土材料

本文采用带拉伸损伤[128] 的 Holmquist Johnson Cook(HJC)[129] 强度模型来模拟混凝土材料。为了描述混凝土在大应变、高应变率和高压下的损伤问题，HJC 模型中包括了静水压力、应变率和压剪损伤，并考虑了混凝土内的孔洞坍塌影响，其等效强度表示为

$$\sigma^*=[A(1-D)+Bp^{*N}][1+C\ln\dot{\varepsilon}^*] \tag{2-61}$$

式中 $\sigma^*=\sigma_y/f_c'$ 定义为归一化屈服应力， σ_y 为屈服应力， f_c' 则为无侧限抗压强度。 $p^*=p/f_c'$ 定义为归一化压力， p 为真实压力。 $\dot{\varepsilon}^*=\dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0$ 表示无量纲等效应变率， $\dot{\varepsilon}$ 为真实应变率，而 $\dot{\varepsilon}_0$ 为参考应变率。A、B、N、C 分别为内聚强度、归一化压力硬化系数、压力硬化指数和应变率系数。 D 为描述材料损伤程度的系数，取值范围为 $0\sim1$。在原始的 HJC 强度模型中，采用了累积损

伤失效模型，也即“压剪损伤”模型，其压剪损伤指数 D_c 可以定义为

$$D_c = \sum \frac{\Delta\varepsilon_p + \Delta\mu_p}{D_1(p^* + T^*)^{D_2}} \tag{2-62}$$

式中 $\Delta\varepsilon_p$ 和 $\Delta\mu_p$ 分别为当前时间步的等效塑性应变增量和塑性体积应变增量，D_1 和 D_2 为损伤常数。$T^* = T/f_c'$ 为归一化的最大静水拉应力。

虽然原始的 HJC 模型中包含了损伤失效模型，但却没有详细考虑混凝土的拉伸损伤，其抗拉性能只是通过最大静水拉应力来描述。类似于金属的脆性拉伸断裂，蒋东[128] 基于混凝土的微裂纹生长建立了新型的脆性拉伸失效模型，在该模型中，每一个裂纹可以看做是具有最大裂纹直径的球形孔洞，即“等效微孔洞”。该模型可以表示为

$$\dot{D}_t = aD_t(1 - D_t)(\frac{\sigma_s}{\sigma_0} - 1)^{\gamma} \tag{2-63}$$

式中 a 为微裂纹生长的损伤指数，或者叫微裂纹生长率。σ_0 为包含微观孔洞生长成核过程的损伤发展阈值应力。γ 为超阈值压力的依赖系数。当拉伸损伤达到损伤极限 D_t^* 时，材料将发生破碎行为。考虑到高压以及空气孔隙等因素，HJC 模型所采用的状态方程采用文献中所描述的三段式：线弹性阶段、过渡阶段和压实阶段，更为详尽的介绍可以参考相关的 HJC 原始文献[129]。

2.3.4 金属材料

爆炸载荷作用下的金属材料一般均涉及高应变率，在此情况下，材料的应变率效应不可忽略。本文采用 Johnson 和 Cook 提出的 Johnson-Cook 材料模型[130]，将屈服应力表示为

$$\sigma_y = (A + B\varepsilon^{pn})(1 + C\ln\dot{\varepsilon}^*)(1 - T^{*m}) \tag{2-64}$$

式中 ε 为等效塑性应变，$\dot{\varepsilon}^* = \dot{\varepsilon}/\dot{\varepsilon}_0$ 为无量纲等效塑性应变率 ($\dot{\varepsilon}_0 = 1s^{-1}$ 为参考应变率)。$T^* = (T - T_{\mathrm{room}})/(T_{\mathrm{melt}} - T_{\mathrm{room}}) \in [0,1]$ 为无量纲温度，T、T_{room} 以及 T_{melt} 分别代表材料温度、室温和材料的熔化温度。A、B、n、C、m 为材料常数，可以通过不同应变率下的扭转实验、不同温度下的 Hopkinson 杆实验以及准静态拉伸实验得到。

本文中采用 Mie-Grüneisen 状态方程来更新金属材料的压力，具体表达式为

$$p = p_{\mathrm{H}}(1 - \frac{\gamma\mu}{2}) + \gamma\rho E \tag{2-65}$$

式中

$$p_{\mathrm{H}}=\begin{cases}\rho_0 C_0^2[\mu+(2S-1)\mu^2+(S-1)(3S-1)\mu^3] & \mu>0\\ \rho_0 C_0^2\mu & \mu<0\end{cases} \tag{2-66}$$

为 Hugoniot 曲线上的点的压力，$\mu=\rho/\rho_0-1$ 用来表示材料的压缩系数，ρ_0 为材料在无压力情况下的密度。γ 为 Grüneisen 常数，C_0 和 S 均为材料的冲击参数。

2.3.5 土壤材料

实验表明，土壤材料的屈服应力会随着压力的增加而增长。本文中采用 Drucker-Prager 本构模型[131,132] 来模拟土壤材料，其主要由剪切屈服和拉伸屈服两部分构成。为了判定剪切屈服和拉伸屈服的范围，定义了函数 $h(\sigma_m,\tau)$：

$$h=\tau-\tau^p-\alpha^p(\sigma_m-\sigma^t) \tag{2-67}$$

式中 $\tau=\sqrt{J_2}$ 为等效剪应力，J_2 为偏应力张量的第二不变量。$\sigma_m=I_1/3$ 为球应力，而 I_1 为应力张量的第一不变量。材料常数 τ^p 和 α^p 分别定义如下

$$\tau^p=k_\phi-q_\phi\sigma^t \tag{2-68}$$

$$\alpha^p=\sqrt{1+q_\phi^2}-q_\phi \tag{2-69}$$

式中 σ^t 为材料的抗拉强度，材料常数 k_ϕ 和 q_ϕ 可由材料的内聚力 c 和摩擦角 ϕ 确定。当 $h>0$ 时，材料表现为剪切失效，此时屈服函数为

$$f^s=\tau+q_\phi\sigma_m-k_\phi \tag{2-70}$$

当 $h\leq 0$ 时，材料表现为拉伸失效，此时屈服函数为

$$f^t=\sigma_m-\sigma^t \tag{2-71}$$

2.4 本章小结

本章分别从控制方程、离散方案和时间积分等方面对物质点法和有限差分法的基本理论和实现过程进行了介绍。针对物质点法求解空气场的具体问题，提出了剪切模态阻尼，可以有效抑制长时间误差累积导致的数值发散。最后对本文中用到的材料模型作了简要的介绍。

第 3 章 空中爆炸问题的交替物质点有限差分法研究

3.1 引言

图3.1为一个典型的空中爆炸问题的示意图：高能炸药 (HE) 起爆后生成的爆轰产物驱动周围的空气运动，并最终与附近的结构发生相互作用。整个问题域可以由图中的虚线分为流体区和流固耦合区两个区域。两个区域内包含的物理过程和材料特性均存在较大差异，故需要结合不同数值方法的优势来对该类问题进行数值模拟。

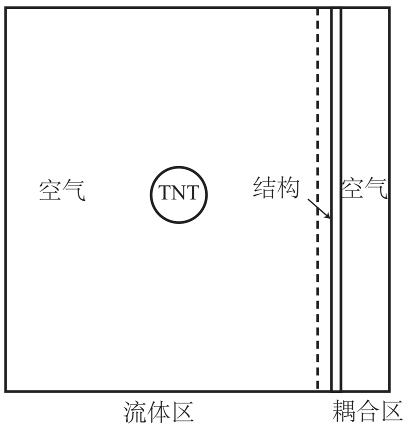


图 3.1 典型 HE 爆炸问题示意图

本章充分利用 MPM 与 FDM 处理不同物理过程中各自的优势，在时间上将两种方法相结合，提出交替物质点有限差分方法 (AFDMP)，将空中爆炸问题的全过程分为三个阶段来处理：在仿真的开始阶段，为了节省内存并减少计算量，令流体区域处于激活状态而流固耦合区处于静默状态，采用物质点来离散流体区的炸药和空气以便将“真实起爆模型”应用于高能炸药质点并跟踪其历史变量的变化；起爆过程结束后，将质点上的物理量映射到背景网格的格心点上并采用 FDM 来模拟冲击波在空气中传播的过程，此时，流体域中的 MPM 质点退化成无质量的示踪点以跟踪物质界面的运动情况；当流体区与流固耦合区交界面 (如图3.1中虚线处) 附近的格心点的压力达到某一阈值时，则认为冲击波已经到达并激活流固耦合区域。为了模拟强流固耦合过程并记录结构中的历史变量和损伤情况，流固耦合过程由 MPM 来模拟。

在 MPM 和 FDM 各自求解过程中，分别通过物质点和由物质点退化而成的无质量示踪点来追踪物质界面的运动情况，并根据体积分数对有限差分的

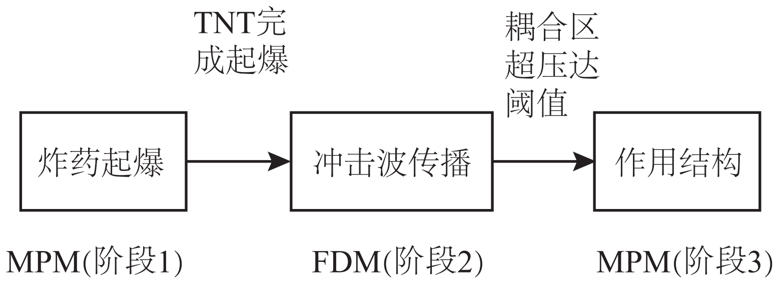


图 3.2 AFDMP 求解示意图

混合网格单元内的物理量进行分配。MPM 和 FDM 之间的相互转化是通过背景网格的形函数进行的，这一过程中保证了质量、动量和能量的守恒，并且同时进行了物质点和无质量示踪点之间的转化。通过 MPM 和 FDM 的交替运用和相互转化，在空中爆炸问题的不同阶段发挥了各自优势，从而取得了较好的仿真效果。

3.2 交替物质点有限差分法

3.2.1 阶段 1：起爆阶段的 MPM 模拟

在起爆过程中，爆轰波以极高的速度在高能炸药中传播，反应过程通常在几微秒之内将高能炸药转化为爆轰产物。这里我们采用标准 MPM 来求解炸药的起爆过程，与第2章所介绍的 MPM 基本流程相同。在对炸药质点的处理上，很多研究采用“人工起爆模型”[55] 来进行模拟，即高能炸药瞬间转化为与初始装药体积和能量相同的一团爆轰产物。本文采用了“真实起爆模型”[55]，即根据爆轰波的传播速度来依次点燃相应质点：在初始化的过程中，通过距爆心距离除以爆轰波速度得到每一个炸药质点的起爆时间 t_L，在达到起爆时间后，炸药质点的真实压力 p 由 p_E(由 JWL 状态方程 (2-60) 得到的压力) 乘以反应分数 F 得到：

$$p = F \cdot p_E \tag{3-1}$$

$$F = \begin{cases} \frac{(t-t_L)D}{1.5h} & t \geq t_L \\ 0 & t < t_L \end{cases} \tag{3-2}$$

式中 h 是质点的特征长度而 t 为当前时间，反应分数 F 通常在几个时间步之后超过 1，之后即一直保持为 1。采用这种“真实起爆模型”，可以有效模拟炸药

起爆过程并将爆轰波的强间断光滑为一个既连续又快速变化的波阵面。其仿真结果较“人工起爆模型”更为接近实际物理过程，二者的对比结果将在后面的验证算例中给出。

具体的 MPM 显式积分推进过程参见第2章中给出的物质点法基本理论。当炸药完全起爆后，也即所有炸药质点 $F \geq 1$ 时，起爆阶段完成并触发 MPM 向 FDM 的转化，为阶段 2 的有限差分求解提供初始条件。转化过程中保证了质量、动量和能量守恒。以背景网格单元 k(如图3.3所示) 为例，假设在时间步 n 达到了转化条件 (所有炸药质点均已起爆)，则将该时刻背景网格节点上存储的质量和动量通过形函数映射给单元 k 的格心，即

$$m_c^n = \sum_{I=1}^{8} m_I^n N_{Ic}^n \tag{3-3}$$

$$p_{ic}^n = \sum_{I=1}^{8} p_{iI}^n N_{Ic}^n \tag{3-4}$$

式中 m_c^n 和 p_{ic}^n 为单元 k 的格心点在时间步 n 时的质量和动量，将单元内的质点内能相加得到格心点的内能：

$$e_c^{\text{int},n} = \sum_{p=1}^{n_p} e_p^{\text{int},n} \tag{3-5}$$

进而求得单元 k 内用于有限差分计算的守恒变量：

$$\rho_c^n = \frac{m_c^n}{V_c} \tag{3-6}$$

$$(\rho v)_{ic}^n = \rho_c^n \frac{p_{ic}^n}{m_c^n} \tag{3-7}$$

$$E_c^n = \frac{e_c^{\text{int},n} + \frac{1}{2} m_c^n (\frac{p_{ic}^n}{m_c^n})^2}{V_c} \tag{3-8}$$

式中 V_c 是单元 k 的体积。

至此，AFDMP 的第一阶段结束，FDM 计算中所需的单元格心的守恒变量均已通过守恒映射获得，原有的 MPM 质点退化为只含有位置信息和材料编号的无质量示踪点，在接下来的多物质有限差分计算中用来追踪物质界面和计算混合网格内各物质的体积分数。

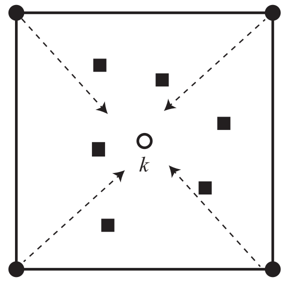


图 3.3 单元 k 内物理量转化示意图 (实心正方形为 MPM 质点，实心圆为背景网格节点，空心圆为 FDM 单元的格心点)

3.2.2 阶段 2：波传播阶段的 FDM 模拟

在阶段 1 中完成了由 MPM 向 FDM 的物理量转化，如图3.4所示，流体区域的所有变量均由格心点携带，而由 MPM 质点退化而来的无质量示踪点则用来追踪物质界面。接下来的波传播过程中，将爆轰产物和周围空气看做无黏的可压缩气体，因而可采用三维可压缩欧拉方程 (2-49) 来描述。在 AFDMP 中采用三维显式 FDM 求解以上守恒方程，具体的有限差分求解格式参见第2章中关于基本理论的介绍。下面以一个时间步 n 为例说明 AFDMP 中该阶段的实现步骤。

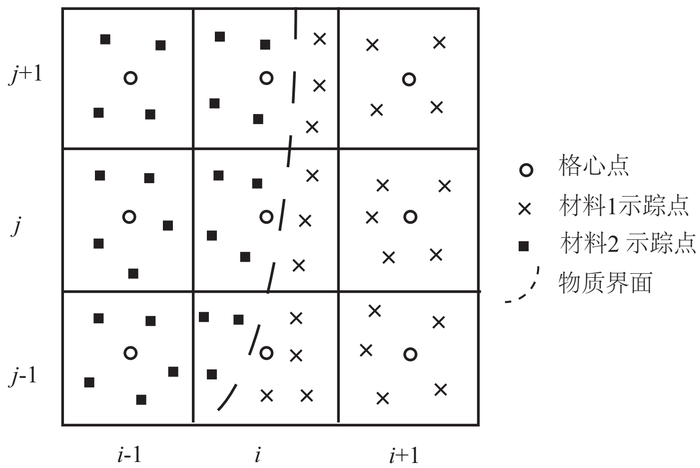


图 3.4 FDM 离散示意图

(1) 由于流体区域包含空气和爆轰产物，本章采用多物质有限差分法计算并且利用无质量示踪点来标记 FDM 中单元的材料属性。将同时含有空气或爆轰产物示踪点的单元标记为混合单元，其余单元为单物质单元。

(2) 对于单物质单元，爆轰产物和空气的压力由第2.3节中介绍的各自材料的状态方程得到；而对于混合单元，将通过求解第3.3节中构造的封闭方程组获得平衡压力，具体步骤在后面的相应章节给出。

(3) 为了抑制激波附近的非物理震荡，通过式 (2-56) 在守恒变量 U_i^n 中加入自适应人工粘性。

(4) 采用分裂步法[126] 将三维问题分裂为 x、y 和 z 三个方向上的一维无黏流动问题，原问题转化为式 (2-52) 所示的积分格式。对每个方向上的一维欧拉方程采用 Lax-Wendroff 差分格式进行推进，可分别表示为式 (2-53)、式 (2-54) 和式 (2-55)。

(5) 为了追踪流体的物质界面并计算混合单元中的体积分数，本章通过格心速度场来更新示踪点的位置 $\boldsymbol{X}_m$。以图3.5所示的二维问题为例，区域内 9 个单元的格心以“o”标示，考虑图中处于单元 (i,j) 内的一个示踪点 $m(x,y)$，定义如下的坐标

$$\xi_x = \frac{x - x_{i,\mathrm{c}}}{\Delta x}, \quad \xi_y = \frac{y - y_{j,\mathrm{c}}}{\Delta x} \tag{3-9}$$

点 $m(x,y)$ 的速度 $\boldsymbol{v}_m^n(x,y)$ 可以通过相邻的 9 个单元 (3 维情况下是 27 个单元) 的格心量插值得到：

$$\boldsymbol{v}_m^n(x,y) = f(\boldsymbol{v}_m^n(x_{i-1,\mathrm{c}},y), \boldsymbol{v}_m^n(x_{i,\mathrm{c}},y), \boldsymbol{v}_m^n(x_{i+1,\mathrm{c}},y), \xi_x) \tag{3-10}$$

式中

$$f(v_1,v_2,v_3,\xi) = \frac{v_1 - 2v_2 + v_3}{2}\xi^2 + \frac{v_3 - v_2}{2}\xi + v_2 \tag{3-11}$$

是在各个方向上采用 2 次多项式插值得到的表达式。x 坐标等于格心点 (r,j) 的 x 坐标、y 坐标等于示踪点 $m(x,y)$ 的 y 坐标的空间点的速度为

$$\boldsymbol{v}_m^n(x_{r,\mathrm{c}},y) = f(\boldsymbol{v}_{r(j-1),\mathrm{c}}^n, \boldsymbol{v}_{rj,\mathrm{c}}^n, \boldsymbol{v}_{r(j+1),\mathrm{c}}^n, \xi_y) \quad r = i-1, i, i+1; \tag{3-12}$$

式中 $\boldsymbol{v}_{rj,\mathrm{c}}^n$ 是格心点 (r,j) 的速度。示踪点 $m(x,y)$ 的位置更新为

$$\boldsymbol{X}_m^{n+1} = \boldsymbol{X}_m^n + \boldsymbol{v}_m^n(x,y)\Delta t^n \tag{3-13}$$

在采用无质量示踪点追踪物质界面的过程中，会出现同一网格单元内包含多种材料的示踪点的情况，此时就不能采用某一种材料的状态方程来更新格心的压力，而是需要对混合网格单元内各材料组分的物理量进行求解，其详细过程将在第3.3节中进行介绍。

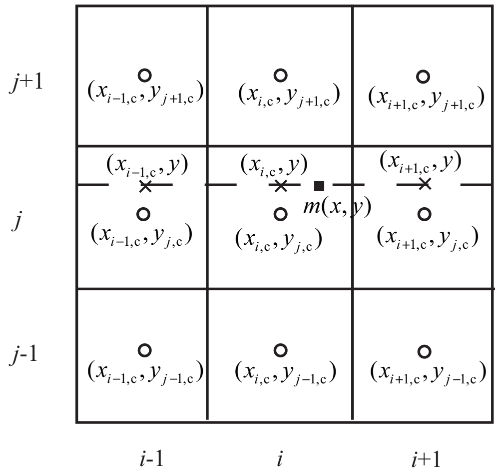


图 3.5 示踪点的位置更新

3.2.3 阶段 3：流固耦合阶段的 MPM 模拟

当流体区与流固耦合区交界面 (如图3.1中虚线处) 附近的格心点压力达到某一阈值时，由 FDM 向 MPM 转化，通过守恒映射将物理量赋予物质点并进入第 3 阶段的 MPM 求解。转化过程分 2 种情况：

(1) 对于只含有一种材料示踪点的单物质单元，直接丢弃示踪点并像 MPM 的初始化过程一样重新布置 8 个分布规则的 MPM 质点，质点携带的变量由第 2 阶段 FDM 求解结束时的格心量得到：

$$m_p^n = \frac{1}{8}\rho_c^n V_c \tag{3-14}$$

$$v_{ip}^n = \frac{(\rho v)_{ic}^n}{\rho_c^n} \tag{3-15}$$

$$e_p^{\mathrm{int},n} = \frac{1}{8}e_c^{\mathrm{int},n} \tag{3-16}$$

$$\sigma_p^n = -p_c^n \tag{3-17}$$

式中 p_c^n 是格心处的压力值，并且

$$x_{ip}^n = x_{ic} \pm 0.25\Delta x_i \tag{3-18}$$

Δx_i 根据方向不同分别表示 $\Delta x, \Delta y$ 或 Δz 。

(2) 对于混合单元，单元内的无质量示踪点转化为 MPM 质点，而格心处的守恒变量则根据体积分数分配给两种材料的质点：

$$m_{rp}^{n}=\frac{\rho_{rc}^{n}\theta_{r}V_{c}^{n}}{n_{br}} \tag{3-19}$$

$$e_{rp}^{\text{int},n}=\frac{e_{rc}^{\text{int},n}}{n_{br}} \tag{3-20}$$

式中材料编号 r 可以表示空气或爆轰产物， n_{br} 为混合单元 c 内包含的材料 r 的示踪点数量， θ_r 是材料 r 在单元 c 内的体积分数。质点的其他变量的分布与单物质单元的处理方式相同。

转化完成后，激活流固耦合区域 (在前 2 阶段未参与计算) 并创建其中的空气和结构质点，采用第2章中介绍的标准 MPM 求解流固耦合过程，得到最终的结构毁伤情况。

3.3 物质界面处理方法

移动物质界面的处理是采用 AFDMP 方法研究空中爆炸问题的一个关键点。由于在起爆阶段和流固耦合阶段采用了更新拉格朗日框架，界面可以由 MPM 质点准确的描述。在波传播阶段，采用欧拉描述时，第 1 阶段的 MPM 质点退化为无质量示踪点以追踪物质界面的运动。

在第3.2.3节中提到，对于混合单元，通过求解封闭方程组来得到平衡压力以及各物质在混合单元内的组分。以图3.4中的混合单元 (i,j) 为例，为了计算材料在单元 (i,j) 内的体积分数 θ，对上一时间步内的所有单元进行遍历。如果一个单物质单元与另一种材料的单物质单元或混合单元相邻，则认为其处于物质界面处，其体积被平均分配至所包含的无质量示踪点：

$$V_{m}^{n-1}=\frac{V_{c}^{n-1}}{n_{b}^{n-1}} \tag{3-21}$$

式中 V_m^{n-1} 是单物质单元中的示踪点 m 所携带的体积， n_b^{n-1} 是该单物质单元内所包含的示踪点数量。对于混合单元，则认为该单元处于物质界面处，其体积根据上一时间步的体积分数 θ_r^{n-1} 分配给相应的示踪点：

$$V_{m}^{r,n-1}=\frac{\theta_{r}^{n-1}V_{c}^{n-1}}{n_{br}^{n-1}}\quad r=1,2; \tag{3-22}$$

式中 $V_m^{r,n-1}$ 是混合单元中的示踪点 m 所携带的体积，n_{br}^{n-1} 是该混合单元内所包含的材料 r 的示踪点数量。

在当前时间步 n，混合单元 (i,j) 内的材料 r 所占体积分数 θ_r 可以通过当前时间步示踪点携带体积求得：

$$\theta_r^n = \frac{\sum_{m=1}^{n_{br}^n} V_m^{n-1}}{\sum_{m=1}^{n_{b1}^n} V_m^{n-1} + \sum_{m=1}^{n_{b2}^n} V_m^{n-1}} \tag{3-23}$$

在得到混合单元内各材料的体积分数后，可以根据两个假设来计算单元内两种材料的变量分配：

(1) 单元内的两种材料的压力保持平衡[97]；

(2) 单元比内能的增量根据体积分数分配给两种材料[6,35]：$e_r^{\mathrm{int},n} = e_r^{\mathrm{int},n-1} + \theta_r \Delta e_c^{\mathrm{int}}$。式中 $\Delta e_c^{\mathrm{int}}$ 是混合单元的比内能增量。

由以上假设，可以得到密度 $\rho_r(r=1,2)$，比内能 $e_r^{\mathrm{int}}(r=1,2)$，体积分数 $\theta_r(r=1,2)$ 和平衡压力 p_e 之间的关系式：

$$p_e = f_1(\rho_1, e_1^{\mathrm{int}}) = f_2(\rho_2, e_2^{\mathrm{int}}) \tag{3-24}$$

$$e_1^{\mathrm{int}} = g_1(\rho_1, \theta_1) \tag{3-25}$$

$$e_2^{\mathrm{int}} = g_2(\rho_2, \theta_2) \tag{3-26}$$

$$\theta_1 + \theta_2 = 1 \tag{3-27}$$

$$\rho_1\theta_1 + \rho_2\theta_2 = \rho_c \tag{3-28}$$

式中 f_1 和 f_2 表示两种材料的状态方程，ρ_c 是混合单元的密度。联立上述 5 式和式 (3-23)，即可以求得混合单元 (i,j) 内的 6 个变量：ρ_1，ρ_2，e_1^{int}，e_2^{int}，θ_1 和 θ_2，于是单元平衡压力 p_e 可以根据式 (3-24) 获得。

可以看出，AFDMP 方法在不同的阶段分别采用 MPM 质点和无质量示踪点来追踪运动的物质界面。在起爆阶段，炸药和空气均采用质点离散，两种材料在界面处的相互作用通过不同材料质点在同一背景网格节点处的映射来体现。在波传播阶段，爆轰产物和空气由 FDM 网格离散，物理量均储存在单元格心处，MPM 质点退化为无质量的示踪点，通过更新示踪点的位置信息来追踪物质界面的运动情况。当示踪点处于界面处的单元内时，通过携带体积信息来计算混合单元内不同材料间的体积比。在流固耦合阶段，丢弃单物质单元内的示踪点并根据格心处的物理量重新布置均匀的质点，而混合单元内的示踪点则再次转化为质点并按第3.2.3节介绍的方式分配单元内的守恒变量，在此阶段，拉格朗日类的 MPM 质点可以很好地对爆轰产物、空气和结构间的物质界面进行追踪。

3.4 数值算例

3.4.1 一维板条爆轰问题

如图3.6所示，一个 0.1m 长的板条 TNT 左端固定，右端自由。从左端起爆后爆轰波以 6930m/s 的爆速向右端传播。在文献中，已采用传统数值方法 (有限元[133] 和 SPH[61]) 对该一维问题进行过模拟，这里用来与理论解和实验值进行对比以验证 MPM 求解起爆过程的正确性。

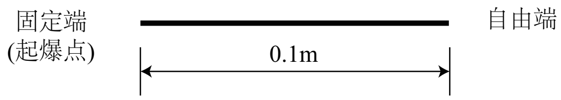


图 3.6 一维 TNT 板条爆轰

本算例采用了标准 MPM 和第3.2.1节中介绍的真实起爆模型，其中 TNT 的密度为 $1630\mathrm{kg/m^3}$，爆轰产物采用 JWL 状态方程模拟，参数来源于文献[134]，具体参见表3.1，本文后续算例中的 TNT 均采用此模型和参数。沿板条方向布置 1000 个背景网格和 2000 个质点，仿真所得不同时刻的密度和压力分布结果如图3.7所示，理论解[135] 和实验值也同时在图中给出作为对比，MPM 所得爆轰压力峰值收敛到理论 CJ 压力和实验压力峰值之间。

表 3.1 TNT 炸药 JWL 状态方程参数

$E_0(\mathrm{mJ/mm^3})$	$A(\mathrm{MPa})$	$B(\mathrm{MPa})$	R_1	R_2	ω
6993	3.712×10^5	3.21×10^3	4.15	0.95	0.3

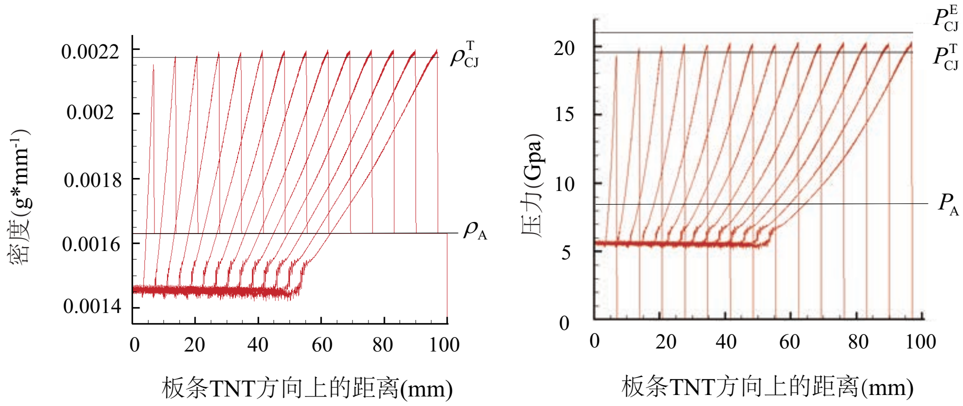


图 3.7　爆轰过程不同时刻的压力、密度分布图 (下标 E，T 和 A 分别代表实验值、理论解和采用人工起爆模型的结果)

图3.7中同时还对比了采用人工起爆模型 (参见第3.2.1节) 和真实起爆模型的结果。前者假设爆轰波传播速度无限大，使高能炸药瞬间转化为等能量等体积的爆轰产物；后者则考虑了爆轰波传播速度和反应速率。在模拟起爆问题时，真实起爆模型可以更好地捕捉冲击波穿过物质界面时产生的压力跳跃并将其传播至周围的空气中，SPH[55] 的相关研究也得出了同样的结论，因而，本文后续的算例中对 TNT 均采用真实起爆模型。

3.4.2　二维高能炸药空中爆炸问题

为了验证 AFDMP 方法对物质界面的追踪情况和消除标准 MPM 中产生的非物理穿透的现象，这里应用 AFDMP 研究了二维高能炸药空中爆炸驱动空气运动的过程，同时与商业软件 AUTODYN 中的多物质欧拉求解器 (基于有限体积法) 的结果进行了对比。

圆形装药的初始半径为 50mm，周围空气初始密度为 $\rho = 1.225 \times 10^{-6}\,\mathrm{g/mm^3}$，本节采用理想气体状态方程来计算空气压力，其初始比内能为 $e = 2.0685 \times 10^5\,\mathrm{mJ/g}$，本文后续算例中的空气均采用此材料模型和参数[136]。空气四周的边界均为流出边界条件，采用边长为 1mm 的正方形单元 (或者 MPM 的背景网格) 对 1000mm × 1000mm 的正方形计算区域进行离散，对于 MPM 和 AFDMP，每个空气的背景网格内布置 1 个质点，而每个 TNT 背景网格内布置 4 个质点。

图3.8和图3.9分别给出了采用 (a)AFDMP、(b)AUTODYN 和 (c)MPM 三种不同方法得到的不同时刻的物质界面图和压力云图，从图中可以看出由 MPM 得到的物质界面产生了明显的非物理穿透，进而导致了压力的震荡。而 AFDMP

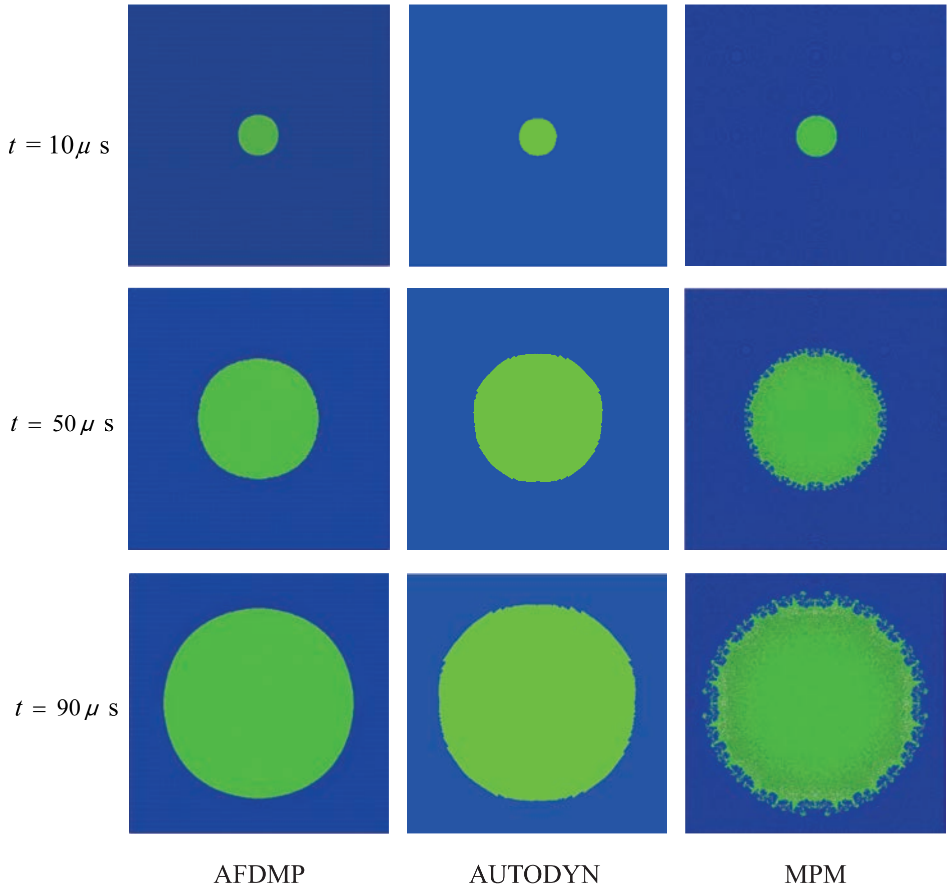


图 3.8 $t = 10\mu$s, 50μs, 90μs 时的物质界面图

和 AUTODYN 所得的物质界面则没有出现非物理穿透现象。另外，AFDMP 得到的物质界面较 AUTODYN 更为光滑和对称，这也证明了 AFDMP 中的无质量示踪点对于追踪物质界面有着更好的效果。从图3.9可以看出，AFDMP 得到的压力云图也具有更好的分辨率。AFDMP 和 AUTODYN 在计算时间和消耗内存方面是相当的，而由于质点携带了较多的物理量，MPM 则需要更多的计算时间和内存消耗。

3.4.3 三维高能炸药空中爆炸问题

为了定量研究 AFDMP 求解空中爆炸问题的精度，本算例模拟了三维高能炸药在自由空气场中爆炸的问题。令一个边长为 20mm 的正方体 TNT 装药从中心起爆，其爆轰产物向四周的空气中扩散，各边均为“流出”边界条件。如第3.2节所介绍，起爆过程和波传播过程分别由 MPM 和 FDM 交替求解。边长为 500mm 的正方体求解区域由边长为 2.5mm 的立方体背景网格单元进行离散，每个空气和 TNT 背景网格内分别布置了 1 个和 8 个质点。

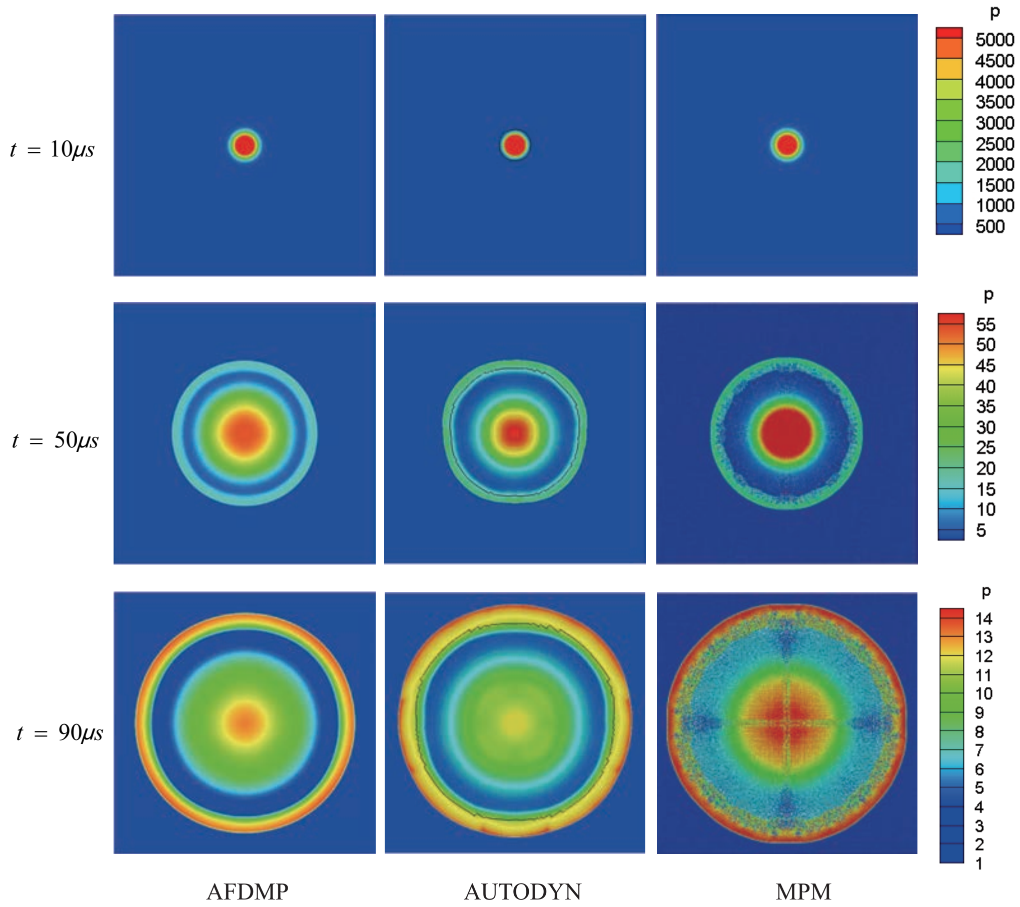


图 3.9 $t = 10\mu s, 50\mu s, 90\mu s$ 时的压力云图

图3.10所示为波传播过程中某一时刻的物质界面图和压力云图，可以看出对于三维问题，AFDMP 方法很好地追踪了物质界面并较好地保持了对称性。图3.11对比了不同方法获得的超压分布曲线，可以看出：在远场，AFDMP 和 AUTODYN 均与经验公式[137] 的结果吻合得较好，但是近场的结果均低于经验公式，其可能的原因是近场处爆轰产物处于高温高压状态，需要更为复杂的状态方程对其进行准确模拟。另外，近场处过强的间断也需要进一步采用更为细密的网格或更高精度的格式才能做到精确捕捉。总体结果上 AFDMP 在相同的计算条件下较 AUTODYN 更加接近经验公式。

3.4.4 高能炸药爆炸驱动空气与附近钢板相互作用问题

为了考察 AFDMP 处理流固耦合问题的能力，本算例模拟了二维高能炸药爆炸驱动空气并与附近钢板相互作用的问题。如图3.1所示，$t = 0$ 时刻，一个圆形装药的 TNT 从中心起爆，其爆轰产物在周围空气中传播并最终与距离爆心处 350mm 的一块钢板相互作用。钢板厚度为 20mm，这里采用 Johnson-Cook

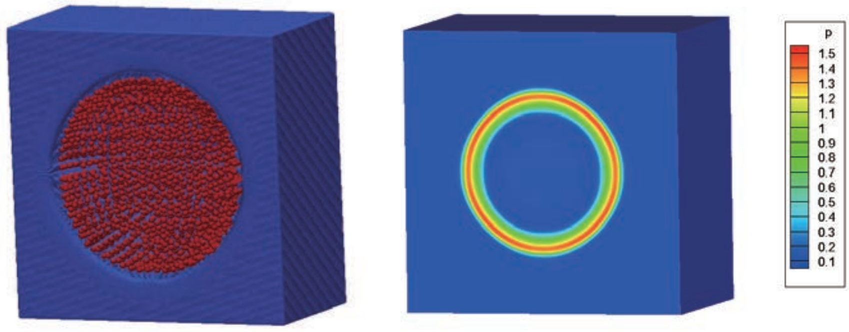


图 3.10 物质界面图和压力云图

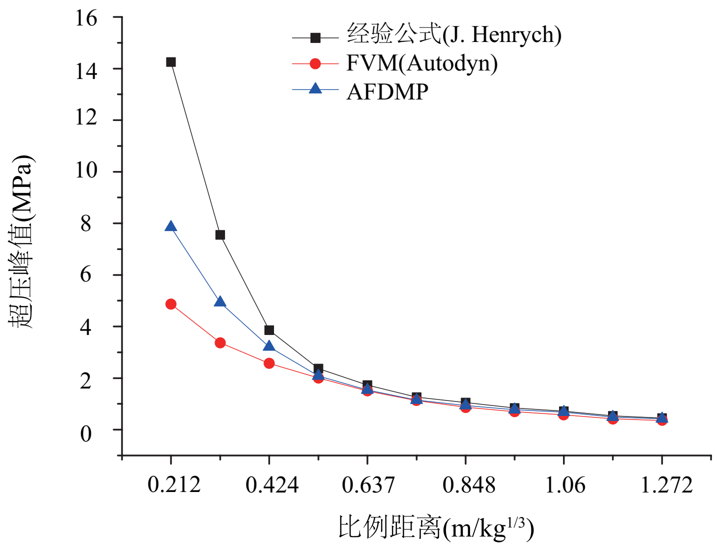


图 3.11 超压分布曲线

模型[130]作为其强度模型并采用 Mie-Grüneisen 状态方程来求解压力。为了便于与 AUTODYN 的计算结果进行对比，各项参数与 AUTODYN 材料库中提供的“STEEL-1006”材料相同，具体参见表3.2和表3.3。边长为 1000mm 的正方形计算区域由1mm×1mm 的背景网格单元离散，各边均为流出边界条件。每个空气单元中布置 1 个质点，每个 TNT 单元和钢板单元中均布置 4 个质点。

表 3.2 STEEL-1006 钢的 Johnson-Cook 模型参数[138]

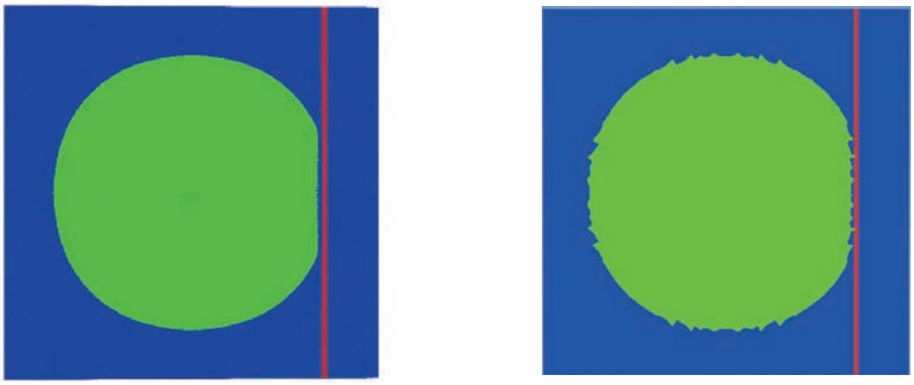
E(MPa)	A(MPa)	B(MPa)	n	C	ρ(g/mm^3)	ν
212680	350	275	0.36	0.022	0.00789	0.3

图3.12和图3.13分别为 $t=90\mu$s 时刻的物质界面图和钢板内的 Mises 应力分布图，图中同时给出了采用 AUTODYN 中的 Eulerian-Lagrangian 耦合算法在相同条件下进行了模拟的结果。可以看出 AFDMP 方法所获得的物质界面具有更

表 3.3 STEEL-1006 钢的 Mie-Grüneisen 状态方程参数[139]

C_0(m/s)	S	γ
4569	1.49	2.17

好的分辨率和对称性。另外，从结构响应的角度来看，二者对钢板的作用情况吻合的较好。如图3.14所示，在钢板的边缘和中心分别取跟踪点记录其 Mises 应力的时程曲线，图中可以看出 AFDMP 和 AUTODYN 所得结果同样吻合得较好。对于边缘上的跟踪点，AUTODYN 所得曲线震荡较为严重，体现出其物质界面的追踪和处理对结构响应的结果存在一定影响，进而证明了 AFDMP 方法对流固耦合的模拟具有更好的效果。



(a) (b)

图 3.12 $t = 90\mu$s 时的物质界面图 (左：AFDMP，右：AUTODYN)

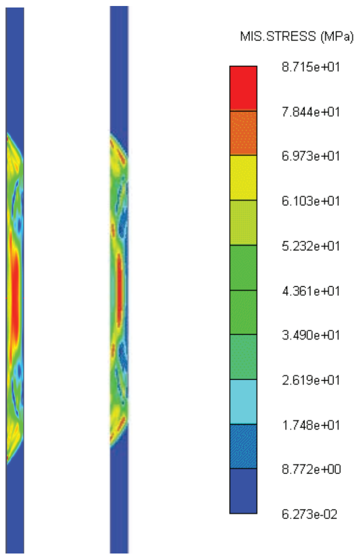


图 3.13 $t = 90\mu$s 时钢板上的 Mises 应力云图 (左：AFDMP，右：AUTODYN)

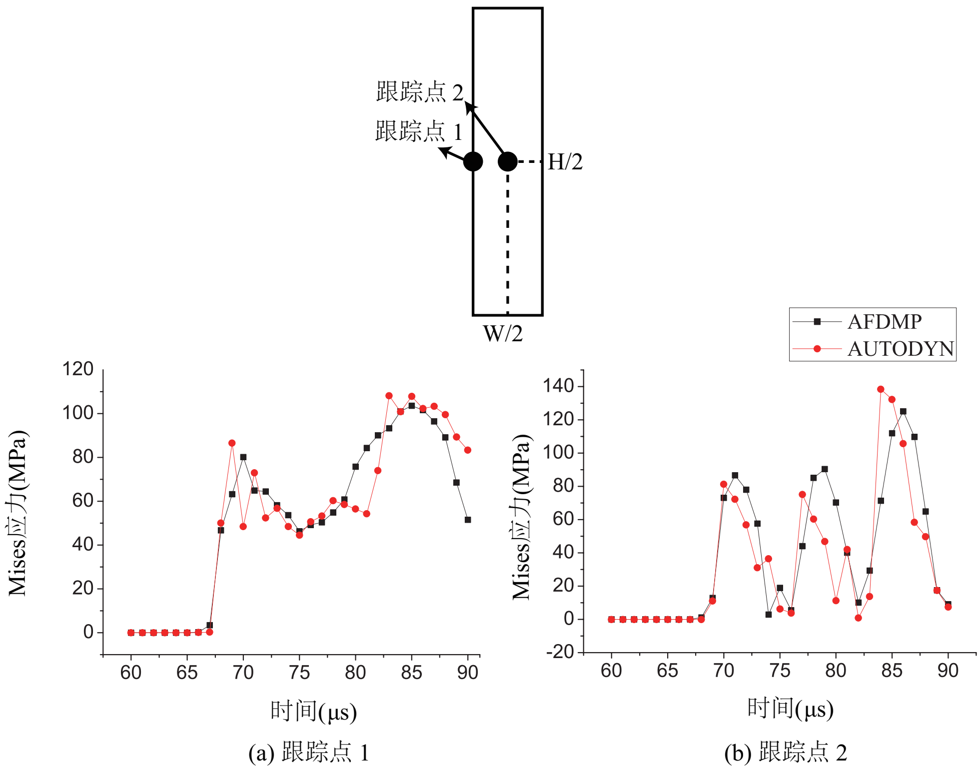


图 3.14 钢板上跟踪点的 Mises 应力时程曲线

3.5 本章小结

本章提出了用于研究空中爆炸问题的交替物质点有限差分方法。该方法采用拉格朗日框架下的 MPM 求解起爆阶段和流固耦合阶段的物理过程，采用欧拉框架下的 FDM 求解爆轰产物向周围空气传播的过程。MPM 发挥了其在跟踪历史变量和处理流固耦合界面问题中的优势，而 FDM 在波传播过程的应用则避免了质点类方法模拟该过程时在爆轰产物和空气界面可能出现的非物理穿透。在 FDM 求解阶段，采用 MPM 质点退化成的无质量示踪点对物质界面进行追踪，并且基于压力平衡假设和内能增量分配原则对混合单元内各材料的物理量进行求解。MPM 和 FDM 之间的相互转化通过 MPM 质点和 FDM 的格心之间的映射来完成，在达到设定的阈值后，转化将自动进行，因而，在交替采用 MPM 和 FDM 的过程中充分发挥了二者的优势。

本章首先采用 AFDMP 中的 MPM 求解器模拟了一维板条爆轰问题并与理论解和实验值进行对比，证明了 MPM 在模拟炸药起爆过程的优势。进而利用 AFDMP 方法求解了二维和三维的空中爆炸问题，验证了本方法在波传播阶段追踪物质界面和保持物质界面对称性方面的优势，并且所获得的冲击波超压曲线也与经验公式吻合较好。最后，应用 AFDMP 方法和 AUTODYN 中的欧拉

-拉格朗日求解器模拟了高能炸药空中爆炸并与钢板相互作用的问题，结果显示，AFDMP 方法在流固耦合的模拟方面也具有更好的效果。

第 4 章 基于“握手区”的耦合物质点有限差分法研究

4.1 引言

物质点法由于将物质区域离散为一系列质点并且在规则的固定背景网格上构建形函数，因而在求解冲击爆炸等大变形问题上具有一定优势。但对于大范围的流动问题，由于其采用质点和背景网格的双重描述，会比单一的网格类方法需要更多的内存和计算时间，并且不容易构造高阶格式。这在一定程度上限制了物质点法的求解范围和求解精度，因而，本章提出基于“握手区”的耦合物质点有限差分法 (CFDMP)，求解流固耦合问题时，在空间上将问题域分为有限差分 (FDM) 区和物质点 (MPM) 区。例如，图4.1所示的空中爆炸问题，采用 FDM 模拟爆轰波传播的流体区，采用 MPM 模拟流体与固体发生相互作用的耦合区域。两个区域的重叠部分即为“握手区”，MPM 将背景网格节点的物理量映射至 FDM 的虚拟格心作为 FDM 的边界条件，而 FDM 将格心量映射至 MPM 处于界面的背景网格节点为 MPM 提供边界条件。两个区域通过质点在“握手区”中的运动来实现相互的输运过程。因而，在采用 CFDMP 求解该类问题时，既发挥了 FDM 求解大范围流场方面的优势，又发挥了 MPM 求解大变形结构问题以及强流固耦合问题的优势。

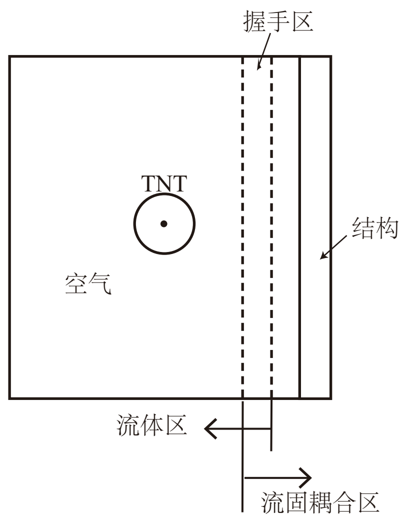


图 4.1 耦合物质点有限差分法求解空中爆炸问题示意图

4.2 基于“握手区”的耦合物质点有限差分法

以图4.1所示问题为例，高能炸药在起爆后转化成爆轰产物向周围空气中传播并最终对周围的结构产生作用。整个计算区域可以由图中的虚线划分为流体区和流固耦合区两个部分。CFDMP 采用传统的有限差分法来求解流体区内的波传播问题，当两个求解区域交界面 (图4.1中虚线) 处的格心压力达到预设的阈值时，则认为冲击波波阵面传播至流固耦合区，并将该区域激活 (该区域初始处于静默状态以节省计算量)。流固耦合区 (包括结构区域以及紧贴结构区域的流体) 采用物质点法来模拟，这样可以在同一求解框架下模拟流固耦合过程，有效减小了物质界面处出现的数值震荡，同时拉格朗日类质点可以更好的处理结构大变形问题并记录固体材料中历史变量的变化情况。

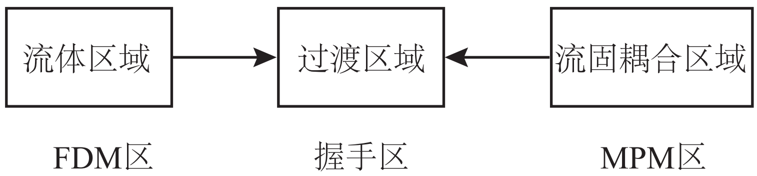


图 4.2 CFDMP 求解示意图

4.2.1 “握手区”

如图4.3所示，问题域在 x 方向 (同样适用于 y、z 方向) 被离散为 m 个规则单元，FDM 区域的单元尺寸与 MPM 区的背景网格的单元尺寸相同。编号 0 到 k 的单元为 FDM 区而 $k-w+1$ 到 m 的单元为 MPM 区，其中 w 表示“握手区”在 x 方向所占的单元数量。$k-w+1$ 到 k 的单元为握手区，即 FDM 单元与 MPM 背景网格单元相互重叠的区域。如图4.3所示，在 MPM 区中，两种不同的材料的质点分别用圆形和三角形来标示，而 FDM 区中的材料与 MPM 区中的流体材料相同，这里即为空气。由于采用 MPM 质点来离散结构，因而可以处理具有较复杂几何形状的问题。FDM 区边界外侧的虚拟格心点 (用空心方块标示) 处的物理量由 MPM 区的背景网格映射得到，而 MPM 区的交界面节点 (用空心圆标示) 处的物理量则在初始化之后通过单元 $k-w$ 处的格心量来修正，并且通过质点跨越单元 $k-w$ 和 $k-w+1$ 之间的界面来完成两个计算区域间的输运过程。具体的实现方法将在接下来的几个小节中详细阐述。

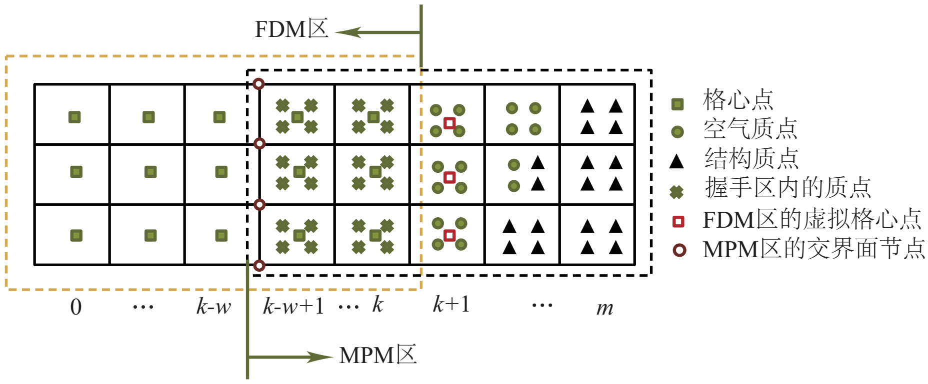


图 4.3 CFDMP 计算区域示意图

4.2.2 FDM 区的交界面条件

如图4.3所示，为了在 FDM 区域求解控制方程 (2-49)，需要给出 FDM 边界外侧虚拟格心点 $(k+1)$ 的物理量。第 n 时间步中，FDM 的虚拟格心处的质量 m_c^n 和动量 p_{ic}^n 可以由 MPM 背景网格上的节点质量和动量通过形函数映射得到：

$$m_c^n = \sum_{I=1}^{8} m_I^n N_{Ic}^n \tag{4-1}$$

$$p_{ic}^n = \sum_{I=1}^{8} p_{iI}^n N_{Ic}^n \tag{4-2}$$

将虚拟网格单元内的所有质点内能相加即为格心处的内能 $e_c^{\mathrm{int},n}$：

$$e_c^{\mathrm{int},n} = \sum_{p=1}^{n_p} e_p^{\mathrm{int},n} \tag{4-3}$$

至此，可以得到用于 FDM 计算的 $k+1$ 单元格心处的守恒变量：

$$\rho_c^n = \frac{m_c^n}{V_c} \tag{4-4}$$

$$(\rho v)_{ic}^n = \rho_c^n \frac{p_{ic}^n}{m_c^n} \tag{4-5}$$

$$E_c^n = \frac{e_c^{\mathrm{int},n} + \frac{1}{2} m_c^n (\frac{p_{ic}^n}{m_c^n})^2}{V_c} \tag{4-6}$$

4.2.3 MPM 区的交界面条件

在求解 MPM 区的控制方程时，单元 $k-w$ 和 $k-w+1$ 之间交界面处的网格节点变量需要考虑 FDM 区域的影响并进行相应修正，将 FDM 在单元 $k-w$ 处的格心点当做 MPM 中的质点并参与 MPM 求解过程中质点变量向背景网格节点的映射 (式 (2-10) 至式 (2-12))。这样，交界面处背景网格节点的质量、动量以及内力可以按照下式进行调整：

$$m_I^n = \sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip}^n m_p + \sum_{c=1}^{n_c} \rho_c^n N_{Ic}^n V_c^n \tag{4-7}$$

$$p_{iI}^n = \sum_{p=1}^{n_p} m_p N_{Ip}^n v_{ip}^n + \sum_{c=1}^{n_c} \rho_c^n V_c^n v_{ic}^n N_{Ic}^n \tag{4-8}$$

$$f_{iI}^{\mathrm{int},n} = -\sum_{p=1}^{n_p} N_{Ip,j}^n \sigma_{ijp} \frac{m_p}{\rho_p} + \sum_{c=1}^{n_c} N_{Ic,i}^n p_c^n V_c^n \tag{4-9}$$

等式右侧第一项与标准 MPM 中式 (2-10) 至式 (2-12) 相同，第二项则代表了 FDM 区域对 MPM 交界面的贡献。下标“c”表示 FDM 区域中与待调整的 MPM 交界面网格节点相邻的单元，其数量为n_c，而 p_c^n 则为单元的压力。

4.2.4 FDM 区和 MPM 区间的输运

耦合物质点有限差分法本质上是将整个区域分为基于欧拉描述的有限差分求解域和基于拉格朗日描述的物质点求解域，物质在两个求解域的交界面处是可以自由运动的。由于欧拉描述中网格保持静止，而物质是在网格间运动的，为了反映这个过程中质量、动量和能量的转移情况，每一步的显式推进计算中都应包含网格间的输运过程，这个输运过程在欧拉网格之间是通过求解式 (2-49) 所示的控制方程来实现的。由于 MPM 域中的背景网格并不储存材料的物理量，其所有物质信息都由物质点来携带，因而在 FDM 求解域和 MPM 求解域的交界面处，需要通过 MPM 区域边界处的质点运动来完成两个区域间的输运过程，确保从欧拉网格流出的守恒变量完全进入物质点区域，或者物质点离开 MPM 区域进入欧拉网格后将守恒变量带入 FDM 求解域的相应网格内。

假设第 n 时间步 FDM 区和 MPM 区的控制方程积分都已完成，此时需要进行两个区域间的输运，根据输运的方向不同分为两种情况。若交界面处的

速度方向由 FDM 区指向 MPM 区，则输运方向为 FDM 区向 MPM 区输运；若交界面处的速度方向由 MPM 区指向 FDM 区，则反之。

对于由 FDM 向 MPM 方向的输运，首先计算 FDM 区在本时间步内通过交界面流入 MPM 区的质量流量和动量流量，并且在 MPM 区以新生成质点的形式将输运量带入 MPM 区；而对于由 MPM 向 FDM 方向的输运，则首先标记出由 MPM 区通过交界面进入 FDM 区的质点，将这些质点在 MPM 的计算中删除并将其携带的守恒变量累加至进入的 FDM 网格。这里以图4.4所示的交界面处的一对单元为例，两个单元均处于 FDM 域内，其中右侧的单元同时还处于 MPM 域，也就是处于“握手区”。两个单元的界面刚好位于 MPM 域的边界面上。

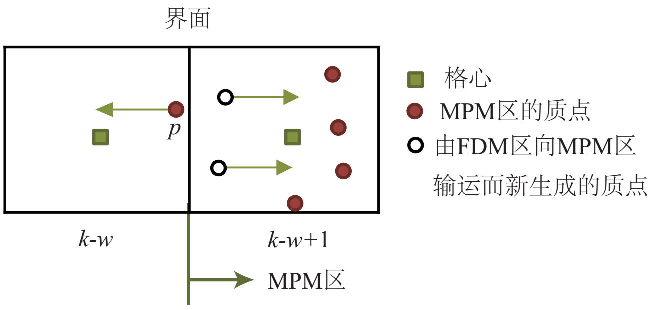


图 4.4　FDM 与 MPM 间的输运

对于由 FDM 向 MPM 的输运，首先通过两个单元的格心量插值得到交界面处的密度、速度和压力：

$$\rho_f^n = \frac{1}{2}(\rho_{k-w}^n + \rho_{k-w+1}^n) \tag{4-10}$$

$$v_{if}^n = \frac{1}{2}(v_{k-w}^n + v_{k-w+1}^n), \quad i = 1,2,3 \tag{4-11}$$

$$p_f^n = \frac{1}{2}(p_{k-w}^n + p_{k-w+1}^n) \tag{4-12}$$

进而可以求出该时间步内通过界面的质量流量和动量流量：

$$f_m^n = \rho_f^n v_{1f}^n \Delta y \Delta z \Delta t^n \tag{4-13}$$

$$f_{ip}^n = \rho_f^n v_{if}^n v_{1f}^n \Delta y \Delta z \Delta t^n, \quad i = 1,2,3 \tag{4-14}$$

式中 v_{1f}^n 为式 (4-11) 所定义的界面速度的法向量。

求得本时间步的输运量后，在单元 $k-w+1$ 中生成新的质点来保证质量守恒和动量守恒。对于生成质点的方法，本文参考了 Flekkoy[78] 等人在耦合 FDM 和分子动力学 (MD) 时的处理方法，并针对物质点法的特点进行了相应的改进：新生成的质点具有与单元 $k-w$ 相同的密度、速度和压力；为了保证新生成的质点与原有的质点间不会有过大的质量差从而导致计算不稳定，这里采用如下方式计算生成的质点数和质点质量：

$$s = \mathrm{ceiling}(\frac{f_m^n}{m_e^n}) \tag{4-15}$$

$$m_p = \frac{f_m^n}{s} \tag{4-16}$$

式中 m_e^n 为原有质点的质量，在计算出新生成质点数量 s 后，进行微小调整并使其为 4 的整数倍以便在单元中均匀布置新生成的质点。生成的最远的质点到交界面的距离由其运动速度计算得出：

$$d_i = v_i^n \Delta t^n, \quad i = 1,2,3 \tag{4-17}$$

另外，新生成质点的内能则由其状态方程给出，这里以空气为例：

$$e_p^{\mathrm{int,n}} = \frac{p_p^n m_p^n}{(\gamma-1)\rho_p^n} \tag{4-18}$$

式中 p_p^n 是新生成质点的压力。由于每个网格内新生成的质点具有相同的速度，并且前面的步骤中已经保证了质量守恒，故动能守恒自动满足，也即保证了总能量的守恒。

如果单元 $k-w+1$ 内的质点在本时间步内穿越了 MPM 的边界面并进入单元 $k-w$，则输运方向为 MPM 至 FDM，穿越了 MPM 边界面的质点从下一时间步开始将不再参与 MPM 的计算，它们的守恒变量将会累加到其运动到的 FDM 单元中。该过程中同样在整个求解域保证了质量、动量和能量的守恒。如图4.4所示，质点 p 由单元 $k-w+1$ 进入单元 $k-w$，则单元 $k-w$ 的格心量应进行如下调整：

$$\rho_c^{n\prime} = \frac{\rho_c^n \Delta x \Delta y \Delta z + m_p^n}{\Delta x \Delta y \Delta z} \tag{4-19}$$

$$\rho u_{ic}^{n\prime} = \frac{\rho_c^n u_{ic}^n \Delta x \Delta y \Delta z + m_p^n u_{ip}^n}{\Delta x \Delta y \Delta z} \tag{4-20}$$

$$E_c^{n\prime} = \frac{E_c^n \Delta x \Delta y \Delta z + e_p^n}{\Delta x \Delta y \Delta z} \tag{4-21}$$

4.3 CFDMP 流程

下面给出 CFDMP 在一个时间步 (从 n 到 $n+1$) 内的显式求解过程：

(1) 通过 CFL 条件分别计算 MPM 和 FDM 的时间步长，并且取二者中最小的作为 CFDMP 的时间步长。

(2) 利用式 (2-12) 和式 (2-9) 分别将 MPM 中质点的质量 m 和动量 p 映射到背景网格节点 (交界面处的节点除外)。

(3) 利用式 (4-7) 和式 (4-8) 分别将 MPM 中质点的质量 m 和动量 p 映射到交界面处的背景网格节点。

(4) 利用式 (2-10) 和式 (2-11) 分别计算背景网格节点的内力和外力 (交界面处的节点除外)。

(5) 利用式 (4-9) 计算交界面处的背景网格节点的内力。

(6) 通过式 (2-13) 积分动量方程。

(7) 利用式 (4-4)、(4-5) 和 (4-6) 分别更新 FDM 的虚拟格心量。

(8) 利用式 (2-52) 积分 FDM 域的控制方程，其中三个方向的算子分别表示为式 (2-53)、式 (2-54) 和式 (2-55)。

(9) 利用式 (2-15) 和式 (2-16) 将背景网格变量的增量映射回质点以更新质点的速度和位置。

(10) 利用式 (2-17) 将质点速度映射回背景网格节点。

(11) 利用式 (2-18) 和式 (2-19) 计算应变增量和旋量增量。

(12) 利用式 (2-20) 更新质点的密度。

(13) 利用式 (2-21) 更新质点的应力 σ_{ijp}^{n+1}。

(14) 通过第4.2.4节中介绍的步骤完成 FDM 区和 MPM 区之间的输运过程。至此，本时间步结束。

4.4 数值算例

4.4.1 一维激波管问题

Sod 激波管问题是可压缩流体代码的一个标准验证算例，这里通过该问题来验证 CFDMP 中的 FDM 求解器。如图4.6所示，本问题中激波管被一个薄

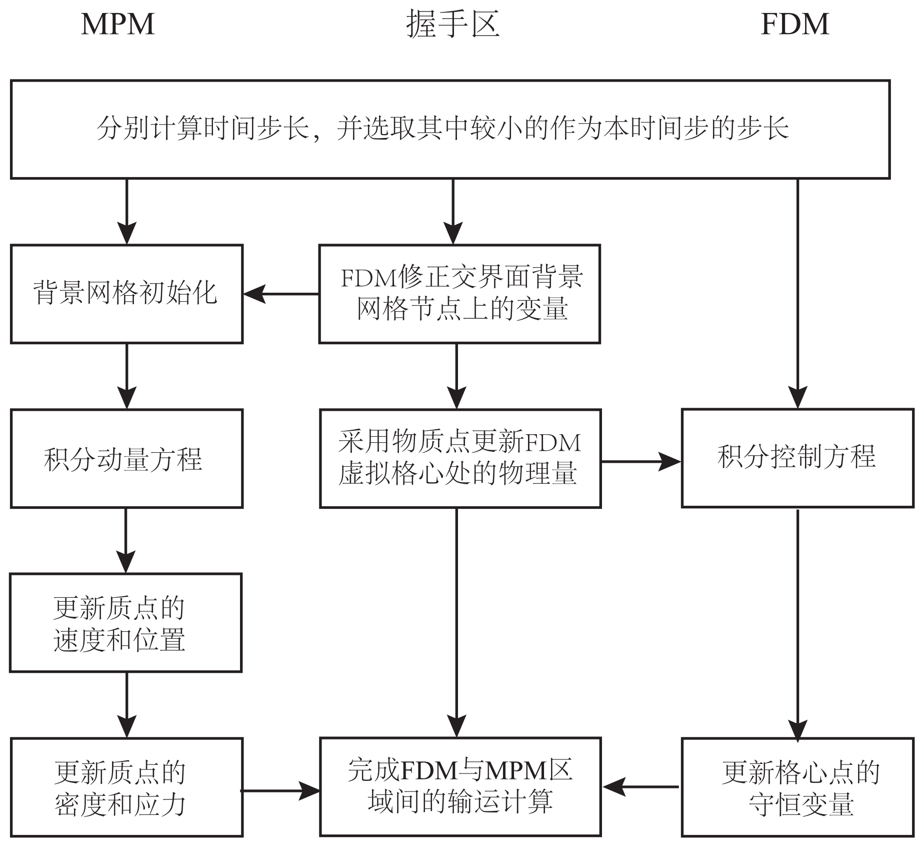


图 4.5 CFDMP 流程图

膜分隔开，两部分的初始状态分别为 $\rho_{\text{left}} = 1.0\text{g/mm}^3$，$p_{\text{left}} = 1.0\text{MPa}$，$\rho_{\text{right}} = 0.125\text{g/mm}^3$ 和 $p_{\text{right}} = 0.1\text{MPa}$，两个区域内的气体初始均处于静止。在时刻 $t = 0\text{ms}$，薄膜破裂，激波和接触间断以不同的速度在激波管内传播。通常观察 $t = 0.143\text{ms}$ 时，激波大致前进了 0.25mm 时刻的结果。本算例中两种气体均采用理想气体状态方程，这里采用该算例的目的是测试 CFDMP 中的 FDM 求解器，因而并未涉及到 FDM 与 MPM 间的耦合过程。

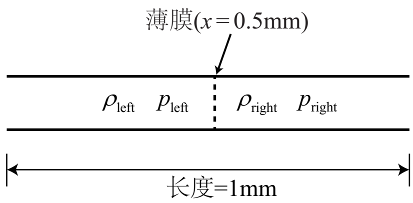


图 4.6 一维激波管问题

图4.7将 FDM、MPM 和 GIMP(广义物质点法) 所得结果与解析解进行了对比，三种数值方法均采用了 1000 个单元进行离散。可以看出，在同等网格尺寸下，FDM 求解器的结果更为接近解析解，MPM 所得结果则在间断处存在一定的数值振荡。广义物质点法[140,141] 可以有效抑制质点跨网格时带来的数值

振荡并得到较 MPM 更好的结果，但是需要更多的计算资源。而 CFDMP 中的 FDM 求解器则不需要创建质点，仅在单元格心处更新变量，从而节省了计算资源。本算例中，GIMP 和 MPM 所需的 CPU 时间分别为 78 秒和 52 秒，而 FDM 则只需 46 秒即可获得与 GIMP 相当的计算效果。进一步，对 FDM 与 GIMP 进行收敛性分析，图4.8所示为两种方法全局误差与网格尺寸 h 间的关系，可以看出 FDM 的收敛率较 GIMP 高出近 50%，而其采用 500 个网格时的全局误差基本与 GIMP 采用 1000 个网格时相同，这也正是采用 FDM 来求解流体区域波传播问题的一个主要原因。

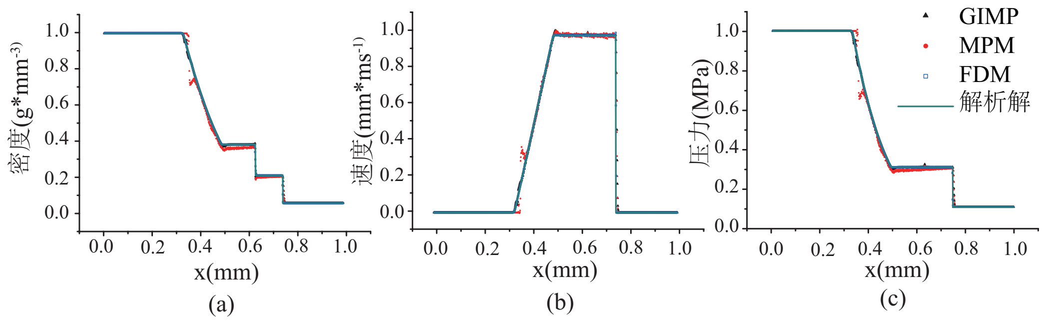


图 4.7 密度、速度和压力分布曲线 (解析解，MPM，GIMP 和 FDM)

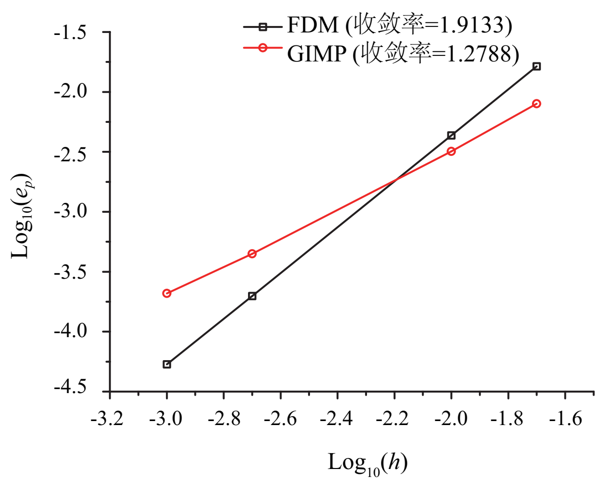


图 4.8 压力的收敛曲线

4.4.2 二维高能炸药爆炸问题

图4.9所示为一个二维空中爆炸问题，半径为 50mm 的圆形高能炸药中心起爆并驱动周围空气与相邻的混凝土板相互作用。高能炸药和空气分别采用第2.3节中介绍的 JWL 状态方程和理想气体状态方程来模拟，混凝土则采用带

拉伸损伤的 HJC 强度模型，四周的边界均为“流出边界”。如图4.9所示，计算区域 $[-180,160\mathrm{mm}]\times[0,500\mathrm{mm}]$ 被分为 FDM 区 $[-180,120\mathrm{mm}]\times[0,500\mathrm{mm}]$ 和 MPM 区 $[110,160\mathrm{mm}]\times[0,500\mathrm{mm}]$，所有区域均由边长 2mm 的单元进行离散，握手区范围为 $[110,120\mathrm{mm}]\times[0,500\mathrm{mm}]$。握手区宽度为单元尺寸的 5 倍，也即 $w=5$。高能炸药的中心点坐标为 $(0,250)$。

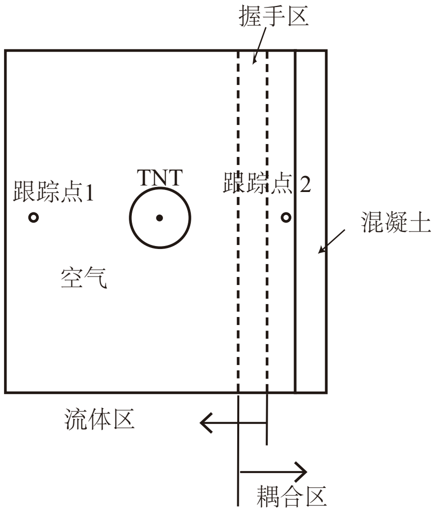


图 4.9 二维爆炸问题计算域

采用 CFDMP 求解该问题，图4.10所示为 20μs 时刻的压力云图，(a) 为 FDM 区，(b) 为 MPM 区，可以看出冲击波传播并穿过“握手区”进入 MPM 区，其形态与 FDM 区保持一致，没有出现界面处的波反射效应。为了定量考察 CFDMP 是否存在明显的界面效应，在距离爆心同等距离的空气中取两个跟踪点 (如图4.9，跟踪点 $1(-125,250)$ 在 FDM 区而跟踪点 $2(125,250)$ 在 MPM 区) 并绘制其压力时程曲线，如图4.11所示，两个跟踪点的压力时程曲线吻合的很好，说明了 FDM 和 MPM 间耦合方法的界面效应得到了很好的控制。

图4.12对比了由 MPM 和 CFDMP 求解得到的耦合区的压力云图，传统的 MPM 方法由于在接触间断处存在一些速度极大的粒子而造成时间步长较小并且存在数值振荡。另外，由于 MPM 需要在整个求解域布置质点，需要占用更多的内存。而对于本算例，MPM 的计算时间为 181 分钟 9 秒，CFDMP 只需 50 分钟 30 秒。

4.4.3 高能炸药爆炸及对周围混凝土板的毁伤

为验证 CFDMP 求解空中爆炸及其对结构损伤问题的能力，本小节对一个爆炸毁伤混凝土靶板的实验[8] 进行仿真。实验的几何尺寸和装药情况如

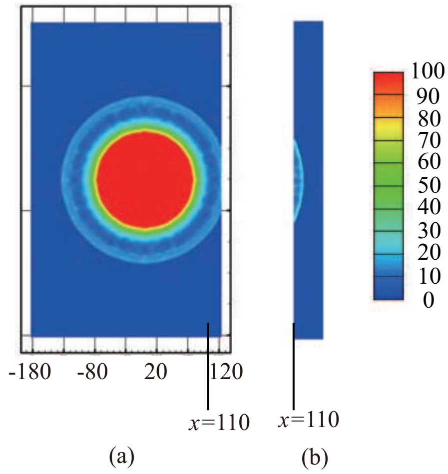


图 4.10 $t = 20\mu s$ 的压力云图。(a) FDM 区；(b) MPM 区

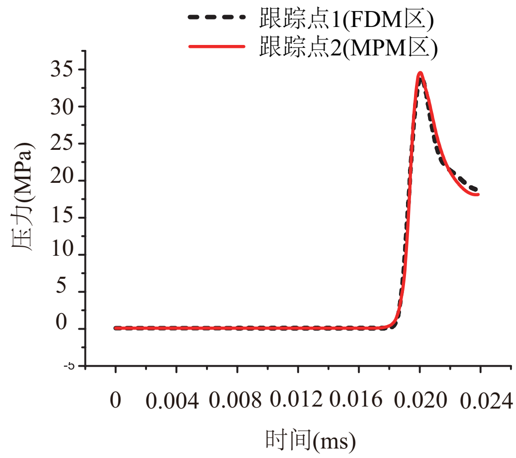


图 4.11 等距离两个跟踪点的压力时程曲线

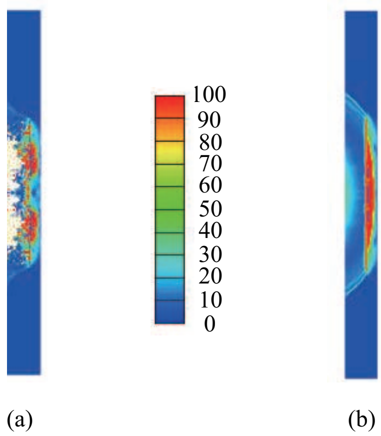
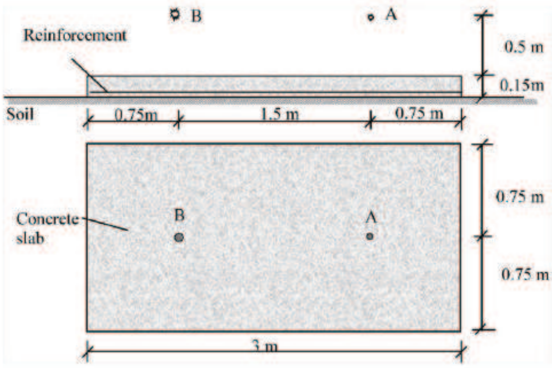


图 4.12 $t = 32.5\mu s$ 时耦合区的压力云图 (a)MPM；(b)CFDMP

图4.13(a) 所示，混凝土靶板自由放置于土壤上，实验的 TNT 当量分别为 4Kg 和 10Kg。总共进行了 3 次实验，第一次爆炸后形成了一条平行于混凝土板短边的断裂。对于接下来的爆炸，原来的混凝土板可以看做是两块独立的靶板，所以可以对第一次和第二次的实验进行独立的仿真。混凝土的平均压缩强度由单轴压缩实验得到，为 25MPa。文献[8] 中采用 AUTODYN 对实验进行了仿真，这里 CFDMP 采用了相同的材料参数和设置。高能炸药和空气分别采用 JWL 状态方程和理想气体状态方程来模拟，混凝土靶板采用带拉伸损伤的 HJC 强度模型，其材料参数来自文献[8] 和 AUTODYN 手册，具体参见表4.1、表4.2和表4.3。地面的土壤材料采用 Drucker-Prager 强度模型，具体参数见表4.4。在采用 CFDMP 和 AUTODYN 的仿真中，均先模拟了一维起爆过程并将结果映射至三维空间作为有限差分和有限体积求解的初始条件，然后再对爆轰波的传播进行 3 维模拟，在本文后续的 CFDMP 仿真中，均采用了这种方法来模拟球形装药的起爆过程。



(a)

(b)

图 4.13 (a) 混凝土板的尺寸和装药位置；(b) 实验的装药示意图[8]

表 4.1 混凝土 HJC 强度模型参数

ρ(g/mm^3)	E(MPa)	ν	A	B	N	C	f_c'(MPa)	S_{max}	T(MPa)
0.0024	26000	0.15	0.79	1.6	0.61	0.007	25	7	4

表 4.2 混凝土模型损伤参数

D_1	D_2	D_c	$\varepsilon_{f\min}$
0.004	1.0	1.0	0.01

表 4.3 混凝土 HJC 状态方程材料参数

P_{crush}	μ_{crush}	K_1(GPa)	K_2(GPa)	K_3(GPa)	P_{lock}(GPa)	μ_{lock}
13.7	0.0008	85	-171	208	0.8	0.1

表 4.4 土壤 Drucker-Prager 强度模型参数

ρ(g/mm^3)	E(MPa)	ν	q_ϕ	k_ϕ	q_ψ	σ^t
0.0012	100	0.3	0.35452	0.0974	0	0.002748

实验中，TNT 当量 4Kg 和 10Kg 对混凝土板造成的破碎范围直径分别为 250mm 和 300mm，因而，Luccioni 等人[8] 拟合了一个用来根据装药量估算破碎区域直径尺寸的公式：

$$\ln(3.63D/h) = 0.1838(W^{1/3}/h) \tag{4-22}$$

式中 D 为破碎区的直径，h 为装药中心到混凝土板的距离，W 为等效 TNT 当量。

为了模拟混凝土的破碎情况并避免可能导致网格畸变的大变形，在文献[8] 的 AUTODYN 计算中采用了侵蚀算法。而 MPM 在处理大变形方面具有先天的优势，故采用 CFDMP 求解该问题时不需要采用侵蚀算法。质点在损伤达到 1 之后被标记为失效质点，并继续参与计算。图4.14所示为 CFDMP 得到的采用 4Kg TNT 当量的数值仿真结果，图 (a) 为混凝土板正面的破碎区，其直径约为 261mm。图 (b) 为混凝土靶板背面的拉伸损伤区，损伤由中心向四周以放射状发展，这与文献[8] 的分析相吻合。

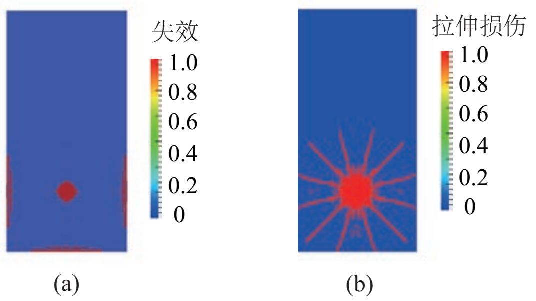


图 4.14 CFDMP 模拟 4Kg 当量 TNT 爆炸的仿真结果 (a) 混凝土板正面的破碎区；(b) 混凝土靶板背面的拉伸损伤区

为了将 CFDMP 的仿真与实验结果和经验公式 (4-22) 进行对比，采用 CFDMP 对 TNT 当量分别为 2Kg、4Kg、10Kg 和 20Kg 的一系列情况进行仿真，所得结果如图4.15所示。对于当量为 4Kg 和 10Kg 两种情况，数值仿真的

结果与实验和经验公式吻合较好。对于 2Kg 和 20Kg 的情况，破碎区的大小与经验公式给出的预测值吻合也较好。

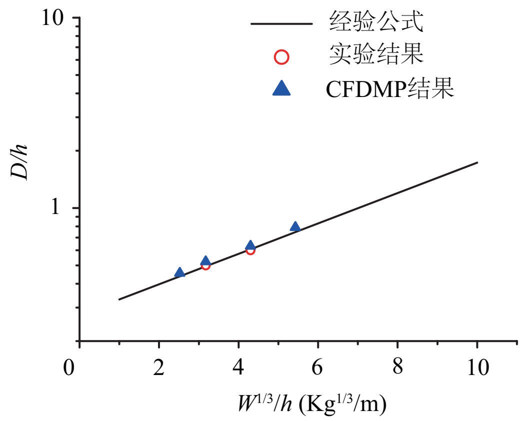


图 4.15　破碎区相对直径 D/h 与 $W^{1/3}/h$ 的关系曲线

4.4.4　高能炸药爆炸对带缺陷的混凝土板的毁伤

为了考察 CFDMP 处理爆炸与具有较复杂几何形状的结构耦合问题的能力，在上一算例的基础上对混凝土板进行一定的调整，如图4.16(a) 所示，在靶板上正对装药的矩形区域 (图中红色部分) 将靶板进行削弱，也即将该区域的靶板厚度由 0.15m 减为 0.02m，靶板的其他参数与第4.4.3节中所述 (4Kg TNT 当量装药) 相同。图4.16(b) 展示了爆炸后靶板背面的拉伸损伤情况，其中所有的被削弱区域均已破碎，而拉伸损伤区域也较图4.14中所示的无缺陷靶板更大。另外，损伤的形态也有所不同，图4.14中的靶板的拉伸损伤是由中心以放射状向外延伸的，而带缺陷的靶板拉伸损伤则是呈环状的，这证明了缺陷对靶板整体性能的影响。

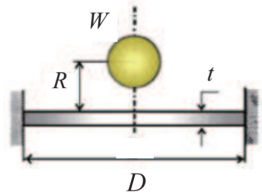
(a)　　　　(b)

图 4.16　(a) 靶板示意图；(b) 靶板背面拉伸损伤区域

4.4.5 空中爆炸载荷下钢板的动态响应

在防护工程的研究和设计中，钢板在空中爆炸载荷下的动态响应是一个重要的研究内容，Neuberger 等[142] 进行了一系列的实验来研究 RHA 钢板在空中爆炸载荷下动态响应及其缩比效应。如图4.17(a) 所示，目标靶板由上下两块厚的装甲钢板夹持固定，故在仿真时采用固定边界条件；球形装药的 TNT 被鱼线悬吊在靶板中心的正上方。相应的数值模型如图4.17(b) 所示，其中装药质量 W、装药中心距靶板表面中心距离 R、靶板厚度 t 和直径 D 均为实验中不同工况下可以调节的参数。RHA 钢、TNT 以及空气采用的材料模型均在第2.3节进行了介绍，其中 RHA 钢的强度模型材料参数取自文献[142]，具体参见表4.5和表3.3。

(a)



(b)

图 4.17 (a) 实验设置；(b) 数值模型示意图

表 4.5 RHA 钢 Johnson-Cook 强度模型参数

E(MPa)	A(MPa)	B(MPa)	n	C	ρ(g/mm^3)	ν
210000	950	560	0.26	0.014	0.00785	0.28

本章对文献中的两组实验进行了数值仿真，相应的实验和仿真工况在表4.6中详细列出。实验中主要考察了目标靶板在空中爆炸载荷作用下产生的最大归一化挠度：δ/t，表4.7中对比了各工况下实验结果和 CFDMP 的仿真结果，可以看出仿真的总体效果较好，得到的最大归一化挠度的最大相对误差不超过 8%，最小相对误差在 1% 以内。

对于第一组工况 (工况 1、2、3)，其全尺寸模型的装药为 30Kg 的 TNT，由于药量较小，故结构的响应主要停留在弹性变形段。工况 1、2 显示 CFDMP 所得结果与实验结果吻合很好，而且与文献[142] 中的分析一致，在弹性阶段的几何缩尺效应很小。工况 3 为采用 CFDMP 模拟的全尺寸问题，所得的最大归一化挠度同样与缩尺实验吻合较好。

表 4.6 实验及仿真工况

工况号	缩比	t(m)	D(m)	W(Kg TNT)	R(m)
1	4	0.01	0.5	0.468	0.1
2	2	0.02	1.0	3.75	0.2
3	1(全尺寸)	0.04	2.0	30	0.4
4	4	0.01	0.5	1.094	0.1
5	2	0.02	1.0	8.75	0.2
6	1(全尺寸)	0.04	2.0	70	0.4

表 4.7 最大归一化挠度 δ/t

工况号	缩比	实验结果	CFDMP 仿真结果	仿真误差 (%)
1	4	2.60	2.69	3.46
2	2	2.70	2.71	0.37
3	1(全尺寸)		2.68	-
4	4	4.85	5.20	7.22
5	2	5.35	5.45	1.87
6	1(全尺寸)		5.625	-

对于第二组工况 (工况 4、5、6)，其全尺寸模型的装药为 70Kg 的 TNT，由于药量较大，故结构中很大一部分进入了塑性变形阶段并累积了一定的塑性应变。如文献[142] 中所分析，此时几何缩尺效应将会对结果有一定的影响。工况 4 和工况 5 中，CFDMP 所得结果依然与实验结果吻合较好，但由于缩尺效应的影响，随着缩比的逐渐减小 (逐渐接近全尺寸模型)，最终的 δ/t 逐渐增大。工况 6 为采用 CFDMP 模拟的全尺寸问题，与之前得到的结论相同，其 δ/t 最大。

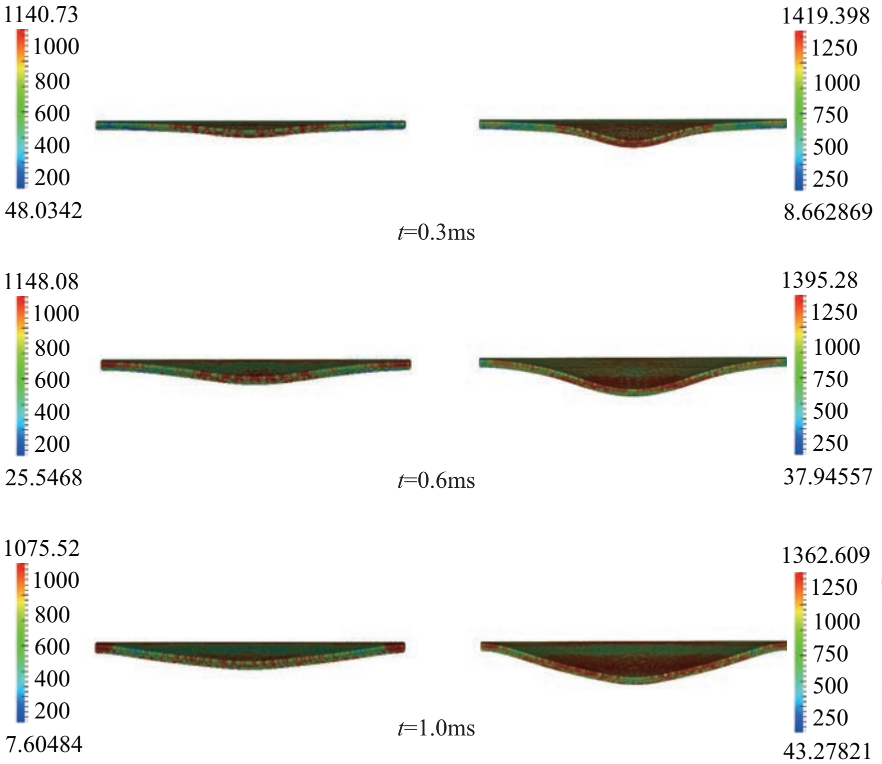
图4.18为工况 5 的实验和仿真的最终结果图，可以看出采用 CFDMP 仿真所得的靶板变形形貌与实验所得结果很相似。图4.19分别给出了工况 2 和工况 5 在 0.3ms、0.5ms 和 1.0ms 时的 Mises 应力云图。由于实验中 RHA 钢的屈服强度为 950Mpa，对于工况 2，可以看到大部分区域处在弹性变形阶段，而工况 5 中则有很大区域的材料进入了塑性变形阶段，因而工况 5 中尺度效应也更为明显。

4.5 本章小结

本章基于“握手区”构造了用于研究空中爆炸问题的耦合物质点有限差分方法。该方法采用欧拉框架描述流体区域，采用拉格朗日框架描述流固耦

(a)　　　　　　　　　　(b)

图 4.18　工况 5 的最终结果. (a) 实验图像；(b)CFDMP 仿真结果



(a)　　　　　　　　　　(b)

图 4.19　Mises 应力图. (a) 工况 2；(b) 工况 5

合区域。欧拉区域采用 FDM 求解，发挥了其求解冲击波传播问题的优势；拉格朗日区域采用 MPM 求解，发挥了其跟踪历史变量和处理流固耦合问题的优势。两个区域间采用“握手区”来实现相互的输运过程。

本章首先采用 CFDMP 中的 FDM 求解器模拟了一维激波管问题并与解析解和其他数值方法进行对比，证明了 CFDMP 中的 FDM 求解器在求解波传播问题中具有更好的精度和效率。进而采用 CFDMP 求解了二维高能炸药空气中爆炸问题，主要验证了波在两个计算区域间的传播并没有产生明显的界面效应。应用 CFDMP 模拟高能炸药爆炸对混凝土板的破坏过程，数值仿真的结果与实验和经验公式吻合较好。之后在混凝土板中局部添加缺陷再次模拟，获

得了不同的拉伸破坏范围和形态，同时也证明了 CFDMP 在求解强流固耦合问题上的适应性。最后，采用 CFDMP 模拟了 RHA 钢靶板在空中爆炸载荷下的动态响应过程，其结果与实验值吻合较好，并且验证了文献中对于该问题尺度效应的分析。

第 5 章 蜂窝夹芯板防护结构抗爆性研究

5.1 引言

多孔金属材料由于其质量轻、吸能效率高而具有很好的抗爆性能，在安全防护和军事等领域应用前景广泛。作为多孔金属材料的一种，蜂窝夹芯板结构近来逐渐得到了广泛的应用，而对其抗爆炸冲击性能的研究也随之逐渐深入。当高能炸药在空气中爆炸后，其爆轰产物推动空气以高速向外扩散，并形成具有密度、速度和压力间断的冲击波，当冲击波传至蜂窝夹芯板的前面板时，冲击波被反射，而能量则通过前面板传至蜂窝夹芯结构。夹芯层结构被压垮并产生塑性应变的过程显著消耗了冲击波带来的能量并将其转化为塑性功，进而使后面板及其所保护的关键物体受到较小的损伤。

在蜂窝夹芯板结构的抗爆炸性能的相关实验和仿真研究中，采用静态或准静态加载居多，动态加载较少；采用解耦方式居多，而对爆炸毁伤全过程进行实验或仿真则较少。然而该问题中包含了炸药起爆、波传播、流固耦合和结构破坏等复杂物理过程，而蜂窝夹芯板结构的吸能特性很大程度上是受到流固耦合过程影响的，因而对该问题的全过程仿真有助于对蜂窝夹芯结构的抗爆炸吸能特性有更全面的认识。

本章在第4.4.5节的研究基础上，采用耦合物质点有限差分法方法对蜂窝夹芯板在空中爆炸载荷下的全过程进行模拟，并在以下三方面对其抗爆炸性能进行研究：

(1) 对芯质为正方形蜂窝和正六边形蜂窝的夹芯板结构在空中爆炸载荷下的响应与等质量实体板进行对比，研究芯质几何形状对夹芯板的抗爆性能影响。

(2) 对芯质在不同几何尺寸下蜂窝夹芯板的抗爆性能变化规律进行了研究，其尺寸参数包括蜂窝单元的壁厚、单元宽度以及高度。对抗爆蜂窝板夹芯结构的几何尺寸设计提出建议，并且进一步对优化后的蜂窝夹芯板在不同当量 TNT 载荷下的响应进行研究。

(3) 对不同蜂窝芯质材料的蜂窝夹芯板抗爆性能进行研究。

5.2 蜂窝芯质几何形状对蜂窝夹芯板的抗爆性影响研究

Xue 等人[143] 采用 ABAQUS 中的显式有限元对具有角锥桁架、矩形蜂窝及折板三种几何形状的夹芯层梁的抗爆性能进行了对比，并给出了不同当量载荷下后面板的挠度曲线，其中，对于具有相同等效密度的夹芯层板，矩形蜂窝和折板的抗爆性能较突出。本章着重对比正方形与正六边形蜂窝芯质对蜂窝夹芯板的整体抗爆性能的影响。

如图5.1(a) 所示为本章中研究的蜂窝夹芯板的示意图，$500\mathrm{mm} \times 500\mathrm{mm}$ 的靶板四周固支，TNT 在距离上面板中心 0.1m 的高度爆炸，本小节分别对 TNT 当量为 1Kg 和 2Kg 两种情况进行了模拟。对于蜂窝夹芯板，其上下面板厚度 $h_f = 12.5\mathrm{mm}$，蜂窝芯质的等效厚度为 5mm，即蜂窝芯质的质量与 5mm 厚的实体靶板质量相同。因而，本章中模拟的所有蜂窝板所对应的等质量实体板厚度均为 30mm。本小节和第5.3节中的蜂窝芯质材料均采用与上下面板相同的 RHA 钢，其材料模型及参数与第4.4.5节中相同，具体参数参见表4.5和表3.3。图5.1(b) 为两种形状蜂窝芯质的俯视图，本节中正方形蜂窝芯质以及正六边形蜂窝芯质的壁厚 $T_c = 2.5\mathrm{mm}$，蜂窝单元宽度 $D_c = 50\mathrm{mm}$，蜂窝芯质高度 $H_c = 50\mathrm{mm}$，两种蜂窝芯质的质量保持一致 (由于离散的误差，实际质量略有不同)。

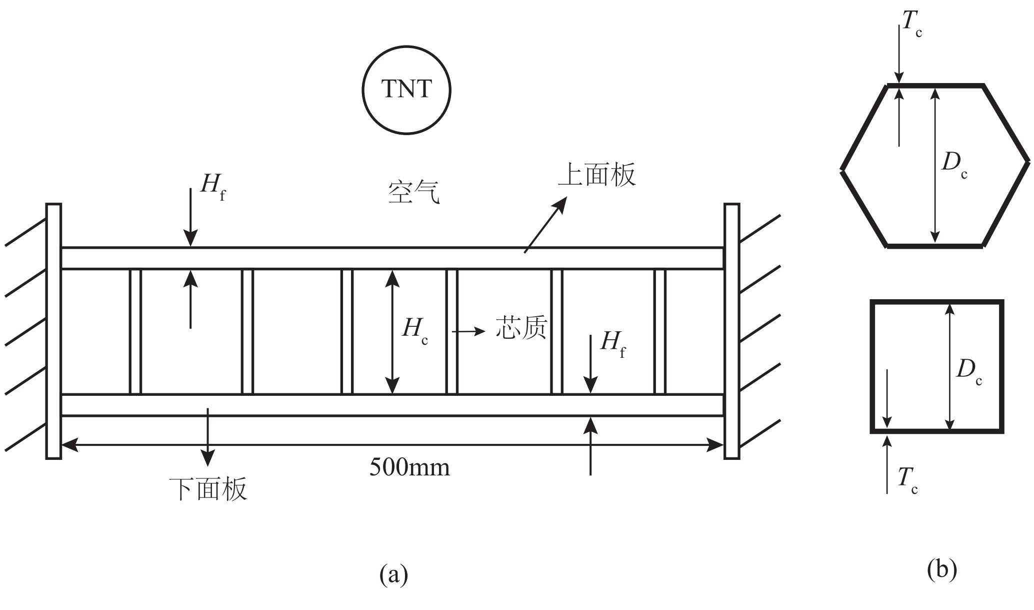
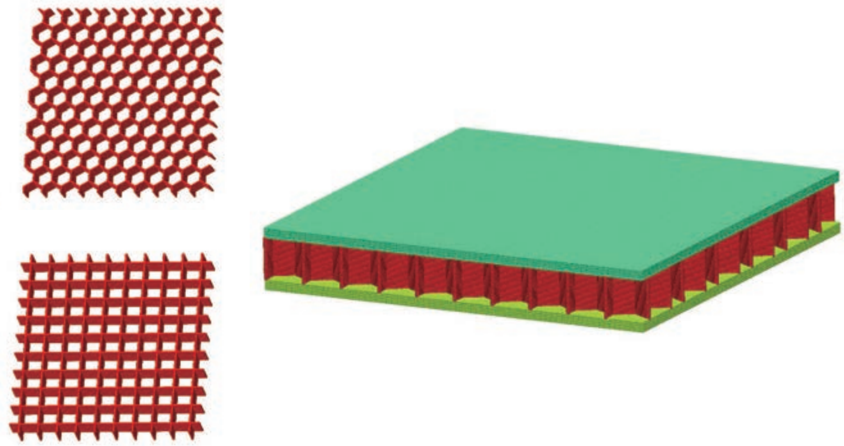


图 5.1 蜂窝夹芯板示意图

在 CFDMP 对蜂窝夹芯板的模拟过程中，炸药及其在空气中的扩散过程发生在流体区域，其中起爆过程采用一维物质点模拟，之后将流场物理量映射至三维差分背景网格进行差分计算；蜂窝夹芯板及其附近空气处于流固耦合

区域，蜂窝夹芯板及附近的空气采用物质点进行离散，蜂窝夹芯板离散后的模型如图5.2所示，其中 (a) 为两种几何形状的蜂窝芯质，(b) 为蜂窝夹芯板的整体离散模型。



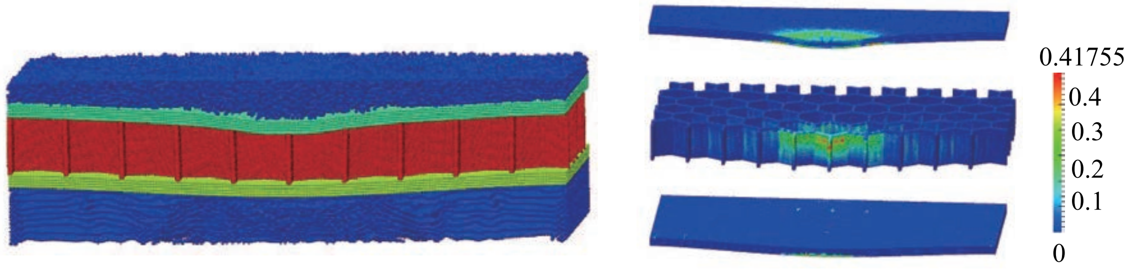
(a)　　　　(b)

图 5.2　蜂窝夹芯板物质点离散图：(a) 蜂窝芯质的物质点离散模型；(b) 蜂窝夹芯板整体离散模型

图5.3和图5.4分别为 1Kg 当量 TNT 空中爆炸载荷下正六边形蜂窝夹芯板和正方形蜂窝夹芯板的变形情况以及蜂窝板各部分的塑性应变云图，可以看出由于蜂窝芯质吸收了大量的能量并产生了较大的塑性应变，因而使后面板遭受了较小的变形，这也正是蜂窝夹芯板利用其吸能效果增强其抗爆炸冲击性能的原理。对比两种几何形状的蜂窝板，可以看出其变形大小、塑性应变分布和大小均比较相似。从等效塑性应变云图中可以看出，六角形蜂芯质产生的塑性应变稍大，故吸能效果稍好于正方形蜂窝芯质，因而对后面板的保护作用会稍好一些，结合图5.5中给出的挠度时程曲线可以验证这一结论。图中同时还给出等质量的实体板的背面在相同爆炸载荷下的挠度时程曲线，可以看出在初始阶段，由于芯质层的吸能效果使蜂窝夹芯板的后面板的挠度增加比较缓慢；而实体板背面的最终挠度和最大挠度也都要大于相应的蜂窝夹芯板的后面板。

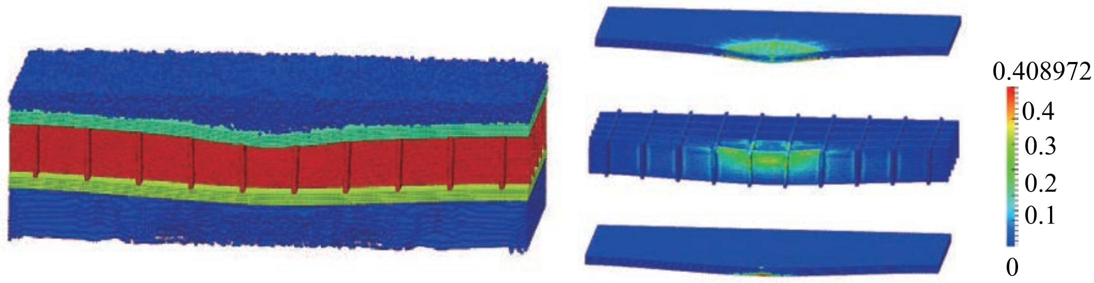
在炸药当量一定的情况下，若想令后面板的挠度尽量减小，则需要由前面板和蜂窝芯质来吸收更多的动能并将其转化为塑性变形能。图5.6为正六边形蜂窝夹芯板的三部分结构的单位质量所消耗的塑性功的时程曲线。可以看出前面板和蜂窝芯质承受了主要的塑性变形，而后面板则得到了较好的保护。

图5.7和图5.8分别为 2Kg 当量 TNT 空中爆炸载荷下正六边形蜂窝夹芯板和



(a)　　　　　　　　　　(b)

图 5.3　1Kg 当量 TNT 爆炸载荷下正六边形蜂窝夹芯板的结果：(a) 蜂窝夹芯板变形图 (蓝色为空气质点)；(b) 蜂窝夹芯板三部分等效塑性应变云图



(a)　　　　　　　　　　(b)

图 5.4　1Kg 当量 TNT 爆炸载荷下正方形蜂窝夹芯板的结果：(a) 蜂窝夹芯板变形图 (蓝色为空气质点)；(b) 蜂窝夹芯板三部分等效塑性应变云图

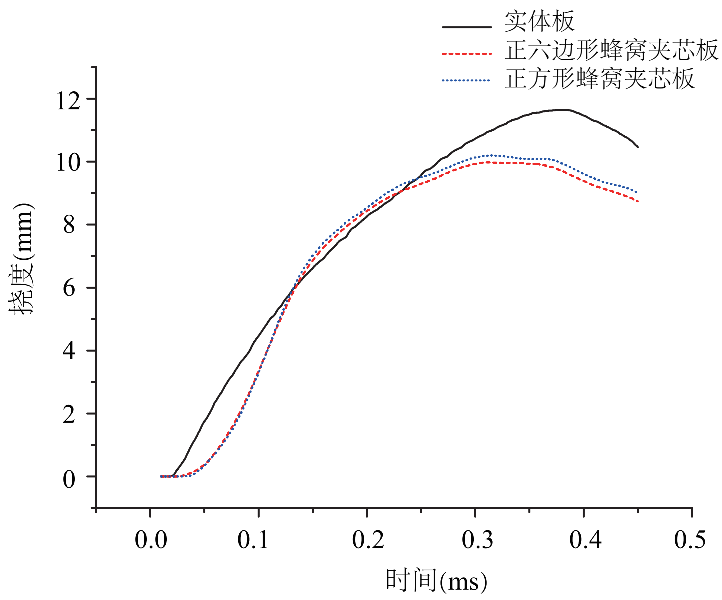


图 5.5　靶板背面中心处的挠度时程曲线 (TNT 当量 1Kg)

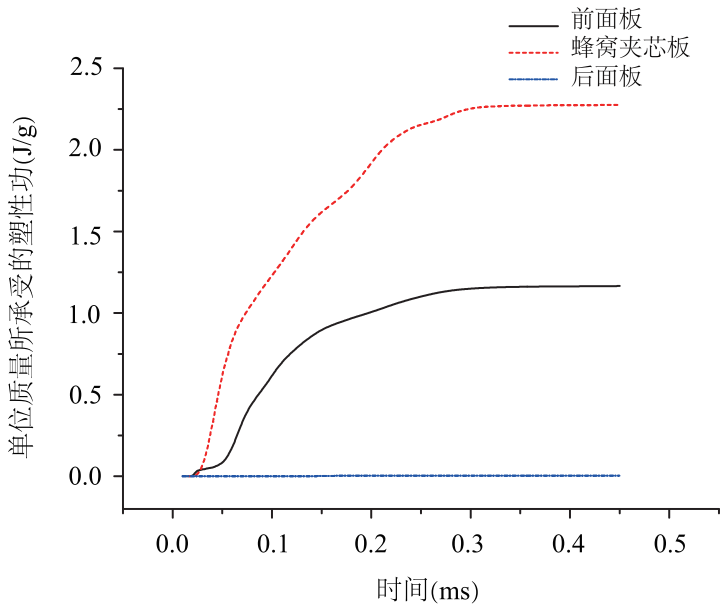


图 5.6　正六边形蜂窝夹芯板各部分吸收塑性功的时程曲线 (TNT 当量 1Kg)

正方形蜂窝夹芯板的变形情况以及蜂窝板各部分的塑性应变云图。与 1Kg 当量的结果进行对比，可以看出随着装药当量的增大，蜂窝芯质的塑性变形区域加大，而图5.9也给出了等质量实体板在相同爆炸载荷下的变形情况，为了便于比较，将整块实体板分为上下两块面板 (实际计算中是作为一个整体)，可以看出实体板的上面板的塑性变形的区域和大小都要小于蜂窝夹芯板，但其后面板的背部却出现了较大的塑性变形，并且挠度也较蜂窝夹芯板更大，体现了蜂窝夹芯板牺牲夹芯层而对后面板的起到保护作用的机理。同样，在图5.10中给出的挠度时程曲线中也可以看出这样的效果。图5.11为正六边形蜂窝夹芯板的三部分结构的单位质量所吸收的塑性功的时程曲线，同样证明了蜂窝芯质的高吸能特性。

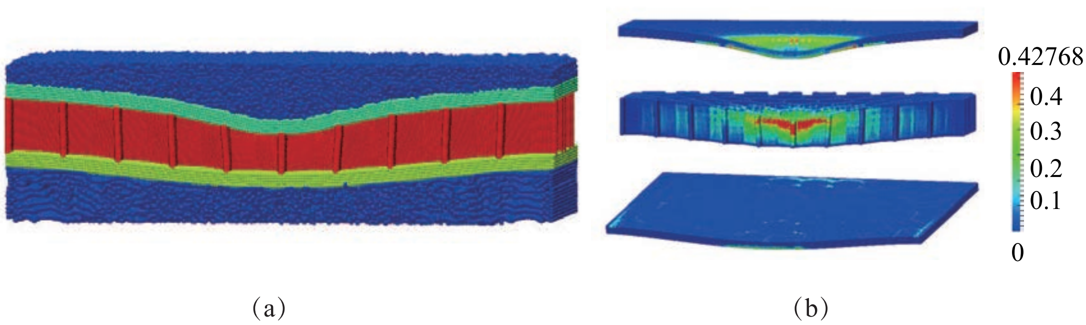
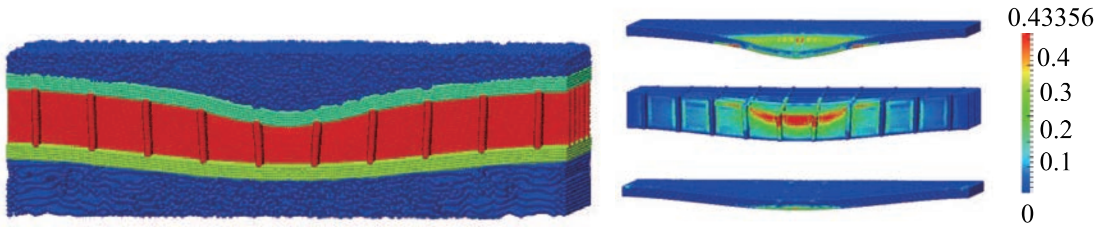
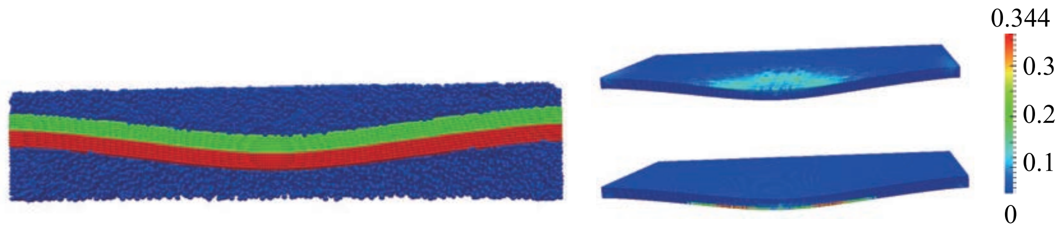


图 5.7　2Kg 当量 TNT 爆炸载荷下正六边形蜂窝夹芯板的结果：(a) 蜂窝夹芯板变形图 (蓝色为空气质点)；(b) 蜂窝夹芯板三部分等效塑性应变云图



(a)　　　　　　　　　　(b)

图 5.8　2Kg 当量 TNT 爆炸载荷下正方形蜂窝夹芯板的结果：(a) 蜂窝夹芯板变形图 (蓝色为空气质点)；(b) 蜂窝夹芯板三部分等效塑性应变云图



(a)　　　　　　　　　　(b)

图 5.9　2Kg 当量 TNT 爆炸载荷下实体板的结果：(a) 实体板变形图 (蓝色为空气质点)；(b) 实体板等效塑性应变云图

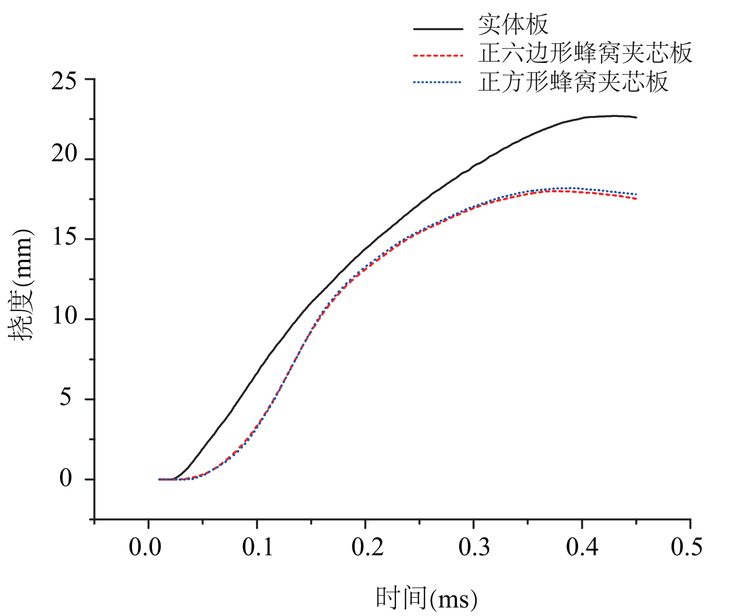


图 5.10　靶板背面中心挠度时程曲线 (TNT 当量 2Kg)

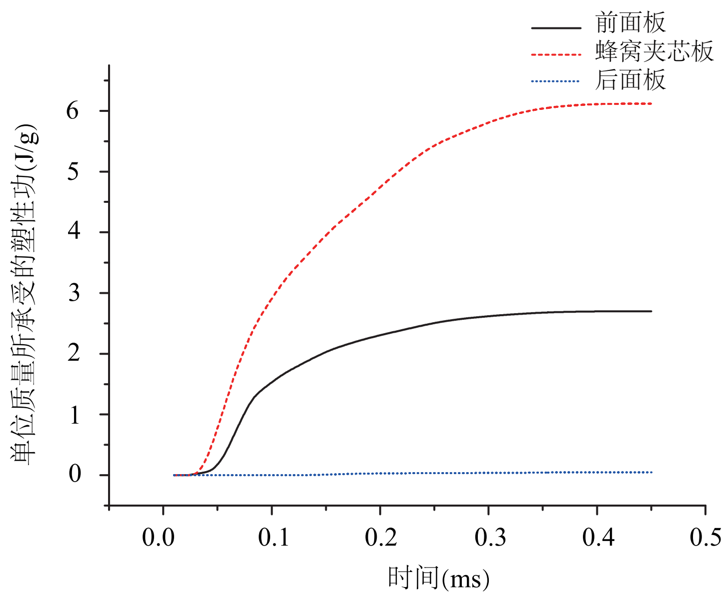


图 5.11　各部分吸收塑性功的时程曲线 (TNT 当量 2Kg)

表5.1汇总了两种当量载荷作用于实体板、正六边形蜂窝夹芯板和正方形蜂窝夹芯板的六种工况以及每种工况下所产生的背板最大挠度。可以得出结论，在相同质量下，蜂窝夹芯板的抗爆性能好于实体板，并且蜂窝芯质的几何形状对抗爆性能的影响不大。

表 5.1　算例汇总

工况	TNT 当量 (Kg)	前板质量 (Kg)	芯质质量 (Kg)	后板质量 (Kg)	最大挠度 (mm)
1	1	29.46	-	29.46	11.65
2	1	24.53	9.86(正六边形)	24.53	10.0
3	1	24.53	9.86(正方形)	24.53	10.1
4	2	29.46	-	29.46	22.7
5	2	24.53	9.86(正六边形)	24.53	18.0
6	2	24.53	9.86(正方形)	24.53	18.1

5.3　蜂窝芯质几何尺寸对蜂窝夹芯板的抗爆性影响研究

在工程应用中，需要对蜂窝夹芯板的几何参数进行优化设计以达到节约材料或节省空间等目的。如图5.1所示，蜂窝芯质的主要几何尺寸有壁厚 T_c，蜂窝单元宽度 D_c，蜂窝芯质高度 H_c。在保持其他参数不变的情况下，蜂窝芯质的质量会随着 T_c 的增大而增大，随着 D_c 的增大而减小，随着 H_c 的增大而增大，并且均为线性关系。本节在保证蜂窝夹芯板的总质量和各部分质量不变

的情况下，固定蜂窝芯质的某一参数，研究另外两个参数变化对蜂窝夹芯板抗爆性能的影响。本节中蜂窝芯质为正六边形，其等效实体板的几何参数和材料与第5.2节中的实体板相同 (板厚为 30mm)。

5.3.1 固定蜂窝芯质壁厚，调整蜂窝单元的高度和宽度

在蜂窝芯质的质量一定的情况下，其等效密度由蜂窝芯质的高度决定。本节固定壁厚，令 $T_c = 2.5$mm，在保持蜂窝芯质质量不变的情况下研究蜂窝芯质高度 H_c 对抗爆性能的影响。本节中对 TNT 当量为 2Kg 情况下的三种工况进行仿真，具体参数和所得的最大挠度见表5.2。随着芯质高度增加，蜂窝夹芯板的整体体积变大，等效密度变小，故吸能性增强。从表中结果来看，蜂窝芯质的高度越高，蜂窝夹芯板后面板中心位置的最大挠度越小，符合上述分析，这也与 Xue[143] 等的研究结论相符。

表 5.2 算例汇总

工况	TNT 当量 (Kg)	T_c(mm)	H_c(mm)	D_c(mm)	最大挠度 (mm)
1	2	2.5	25	25	18.6
2	2	2.5	50	50	18.0
3	2	2.5	75	75	17.7

图5.12为各工况的靶板背面中心位置挠度的时程曲线。可以看出在受到爆炸载荷的初始阶段，蜂窝芯质层的高度 H_c 越大，其后面板的挠度越小；而随着爆炸载荷逐步由靶板中心位置向周围扩展，蜂窝芯质单元的宽度 D_c 越大，则其产生整体位移的速度就越快，因而在曲线的后半段，三种工况趋向于相同的结果，而其最终挠度的差别也较小。

5.3.2 固定蜂窝芯质高度，调整蜂窝壁厚和单元宽度

很多实际的工程中对于防护结构所占体积有所限制，而蜂窝芯质高度 H_c 是影响蜂窝夹芯板整体尺寸的主要参数，上一小节中研究了其对抗爆性能的影响，本小节固定蜂窝芯质高度，在保持蜂窝芯质质量不变的情况下对不同的蜂窝单元宽度 D_c 和蜂窝芯质壁厚 T_c 的组合进行仿真，共模拟了 1Kg TNT 和 2Kg TNT 两种当量载荷下的 6 个工况，其具体参数见表5.3。在两种当量载荷下，T_c 在 1.25mm~5mm 范围内变化，D_c 在 25mm~100mm 范围内变化，从表中对比得出，蜂窝芯质几何尺寸 $T_c = 2.5$mm，$D_c = 50$mm 时，蜂窝夹芯板背板的最大挠度最小。

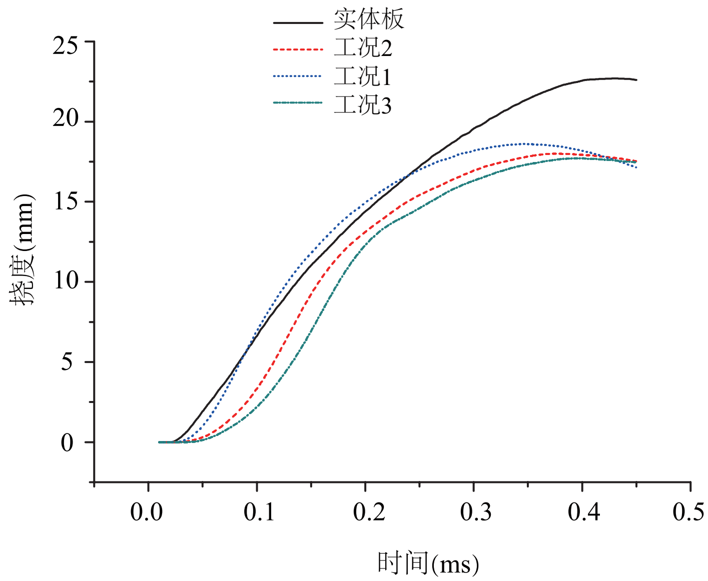


图 5.12 靶板背面中心挠度时程曲线 (TNT 当量 2Kg)

表 5.3 算例汇总

工况	TNT 当量 (Kg)	T_c(mm)	D_c(mm)	H_c(mm)	最大挠度 (mm)
1	1	1.25	25	50	10.44
2	1	2.5	50	50	10.0
3	1	5	100	50	10.19
4	2	1.25	25	50	19.3
5	2	2.5	50	50	18.0
6	2	5	100	50	18.78

图5.13和图5.14分别为两种当量下各工况的靶板背面中心位置挠度的时程曲线。由于空中爆炸后冲击波经过空气传播后到达蜂窝板表面时载荷作用较为集中，因而蜂窝壁厚过小的情况下 (工况 1 和工况 4) 会在局部很快造成材料的失效并造成较大位移，虽然其 D_c 较小，蜂窝单元较密，但加载局部会因惯性而对后面板造成较大冲击作用，使后面板挠度增大；而蜂窝壁厚过大的情况下 (工况 3 和工况 6) 则会使蜂窝芯质整体强度加大，进入塑性的时间过晚，从而将前面板所受的冲击载荷以冲击波的形式传递给后面板。从图5.13和图5.14的曲线也可以看出，工况 3 和工况 6 即为壁厚较大的情况，其达到最大挠度后的回弹最为明显，说明其蜂窝芯质产生的塑性应变较小，从而并未完全发挥其吸能效果以更好地保护后面板。

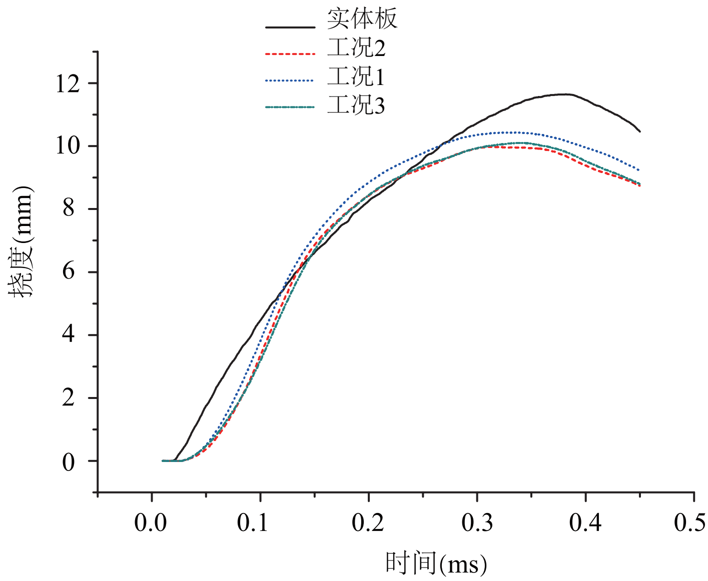


图 5.13 靶板背面中心挠度时程曲线 (TNT 当量 1Kg)

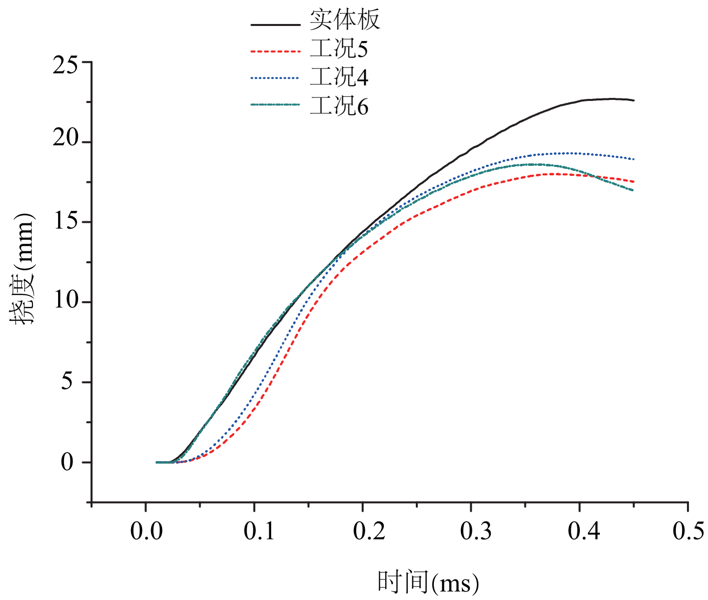
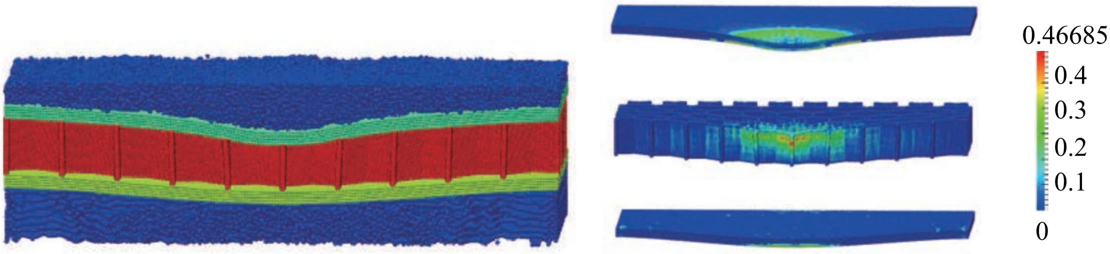


图 5.14 靶板背面中心挠度时程曲线 (TNT 当量 2Kg)

5.3.3 不同当量 TNT 载荷下蜂窝夹芯板的响应分析

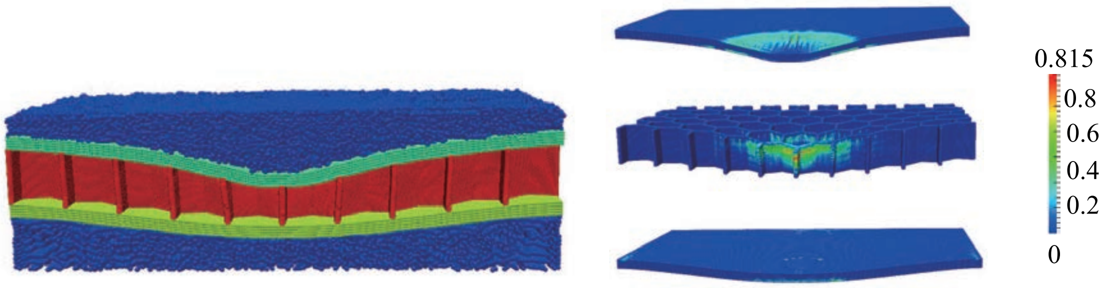
综合第5.3.1小节和第5.3.2小节的仿真结果，可以得出规律性的结论：对于相同质量的蜂窝芯质，应该在工艺加工条件和实际应用需求允许的条件下尽量增大蜂窝芯质的高度，而蜂窝壁厚则应该在一个适中的范围内才能保证其吸能性的最优化。对于本节中的模型，通过前面一系列工况的模拟，可以得出一个较优的设计方案，既保证了较好的吸能性，又不占据过大的空间。其几何参数为： $T_c = 2.5\text{mm}$， $D_c = 50\text{mm}$， $H_c = 50\text{mm}$。本小节对此方案下的正六

边形蜂窝夹芯板在多种当量下的响应进行了模拟，图5.15和图5.16分别为 1.5Kg 当量和 2.5Kg 当量载荷作用蜂窝夹芯板的结果，各工况下的最大挠度见表5.4。图5.17绘制出了最大挠度随药量变化的曲线，可以看出蜂窝夹芯板对于后面板的保护作用，并且随着爆炸载荷的增大，其防护效果更为显著。



(a)　　　　　　　　(b)

图 5.15　1.5Kg 当量 TNT 爆炸载荷下正六边形蜂窝夹芯板的结果：(a) 蜂窝夹芯板变形图 (蓝色为空气质点)；(b) 蜂窝夹芯板三部分等效塑性应变云图



(a)　　　　　　　　(b)

图 5.16　2.5Kg 当量 TNT 爆炸载荷下正六边形蜂窝夹芯板的结果：(a) 蜂窝夹芯板变形图 (蓝色为空气质点)；(b) 蜂窝夹芯板三部分等效塑性应变云图

表 5.4　算例汇总

工况	TNT 当量 (Kg)	最大挠度 (mm)
1	1	10.0
2	1.5	13.9
3	2	18.0
4	2.5	20.3

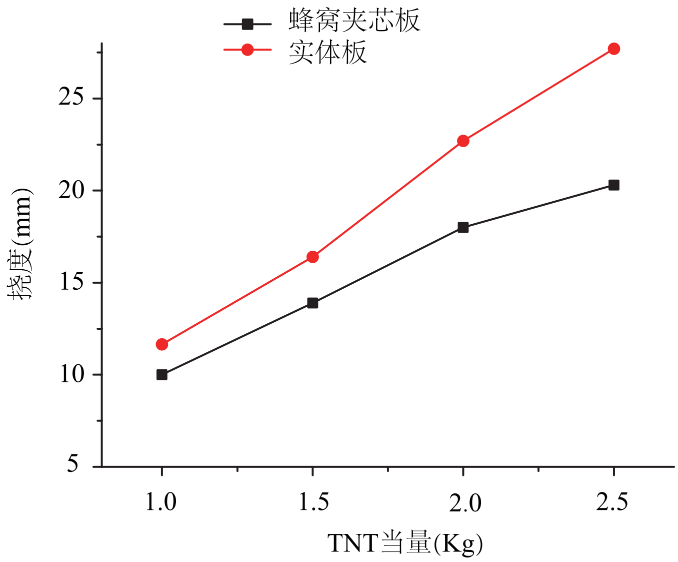


图 5.17 最大挠度随 TNT 当量变化曲线

5.4 蜂窝芯质材料对蜂窝夹芯板的抗爆性影响研究

在工程应用中，蜂窝芯质的材料经常采用轻质材料亦或与上下面板具有不同性能的材料。本节将在前面两小节的研究基础上，将蜂窝夹芯板的芯质材料由钢改为铝，并且保持芯质的质量不变(由于离散的误差，实际质量略有不同，详见表5.7)或者所占空间不变，研究其对抗爆性能的影响。所采用的铝为 Al-2024，其强度模型和状态方程均与第2.3章中的金属模型相同，具体参数见表5.5和表5.6。

表 5.5 Al-2024 的 Johnson-Cook 强度模型参数[144]

E(MPa)	A(MPa)	B(MPa)	n	C	ρ(g/mm^3)	ν
75000	265	426	0.34	0.015	0.00277	0.33

表 5.6 Al-2024 的 Mie-Grüneisen 状态方程参数[139]

C_0(m/s)	S	γ
5350	1.34	2.0

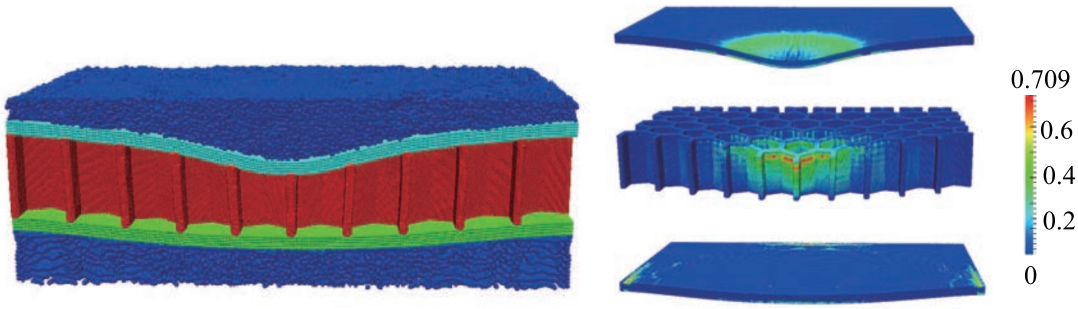
表5.7为实体板、钢材芯质夹芯板和两种工况下的铝材芯质夹芯板在 2Kg 当量 TNT 爆炸载荷下的背板最大挠度。工况 2 和工况 3 为等质量、不同材料的蜂窝芯质，图5.18为工况 3 的仿真结果。与图5.7进行对比可以看出，采用铝作为芯质材料时，其芯质层的塑性应变更大，等质量情况下具有更好的吸能效果。图5.19为工况 2 和工况 3 靶板背面中心的挠度时程曲线，图5.20为工况 2

和工况 3 的蜂窝夹芯板各部分单位质量吸收塑性功的曲线对比，可以看出铝芯质的吸能效果要明显好于钢，而其后面板最终所吸收的塑性功仅为采用钢芯质时的一半，较好的起到了对后面板的保护作用。

若蜂窝夹芯板占用的空间一定，则要固定蜂窝芯质的高度 H_c，此时，对铝芯质的多种参数组合进行尝试以使其具有与等质量的钢芯质蜂窝夹芯板 (工况 2) 相同的抗爆性能，并且得出在工况 4 的条件下，最终挠度与工况 2 基本相同，而其蜂窝芯质的质量则要轻 2Kg。说明铝芯质的蜂窝夹芯板可以用更小的质量在相同的空间下获得与钢芯质蜂窝夹芯板相同的防护能力。

表 5.7　算例汇总

工况	芯质材料	芯质质量 (Kg)	T_c(mm)	D_c(mm)	H_c(mm)	最大挠度 (mm)
1	实心板	-	-	-	-	22.7
2	RHA 钢	9.86	2.5	50	50	18.0
3	2024 铝	9.92	5.0	50	75	15.4
4	2024 铝	7.88	5.0	40	50	17.9



(a)　　　　(b)

图 5.18　正六边形蜂窝夹芯板等效塑性应变图 (TNT 当量 2Kg，芯质材料为铝)

5.5　本章小结

本章采用耦合物质点有限差分法对蜂窝夹芯板防护结构的抗爆炸性能进行了研究。首先对比了正六边形和正方形蜂窝夹芯板的抗爆性能，得出了等质量、相同等效密度下，蜂窝芯质的形状对其抗爆性能影响不大的结论。进而研究了正六边形蜂窝夹芯板的几何参数对其抗爆性能的影响，分别给出了等质量情况下，抗爆性能随蜂窝高度、壁厚的变化情况，并选取其中较为优化的一组参数，绘制了不同当量载荷下的最大挠度变化曲线。最后，根据工

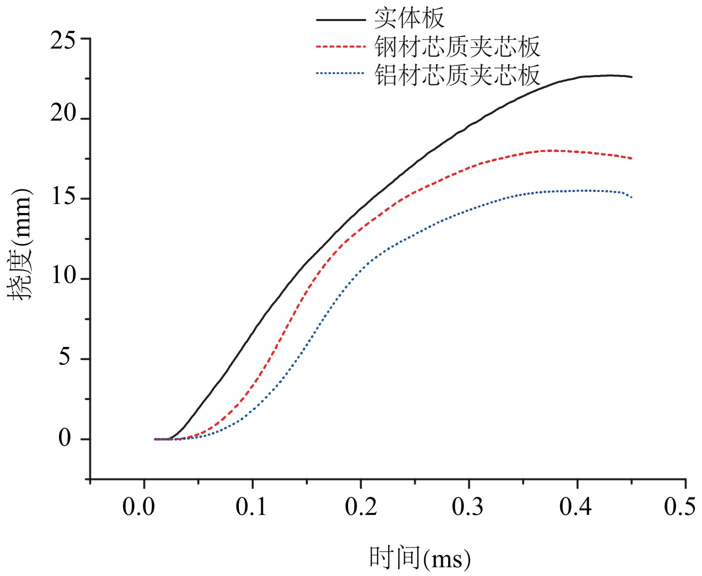


图 5.19 靶板背面中心挠度时程曲线 (TNT 当量 2Kg)

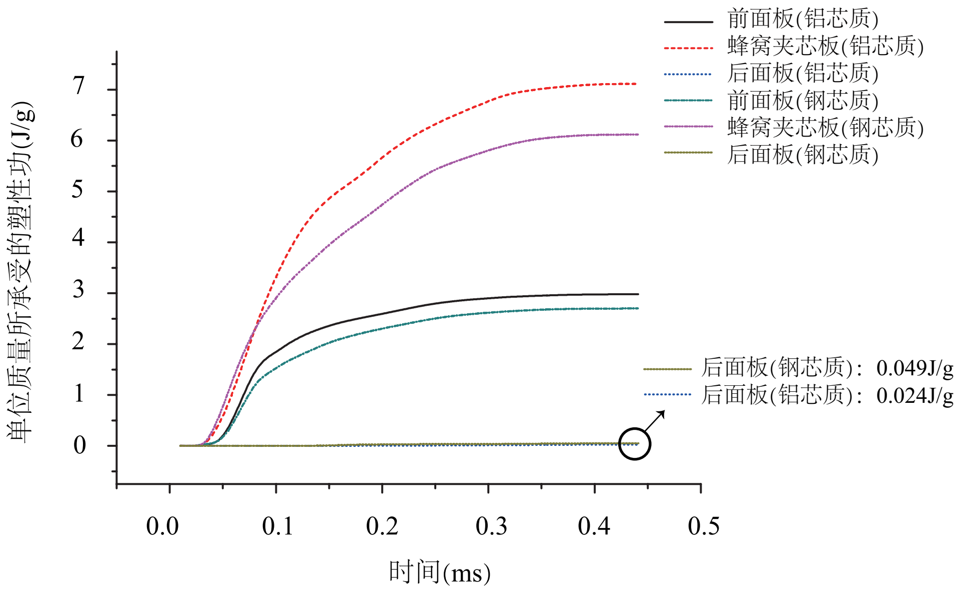


图 5.20 各部分吸收塑性功的时程曲线 (TNT 当量 2Kg)

程实际情况，采用低密度的 2024 铝替代钢作为蜂窝芯质材料，在等质量的情况下取得了更好的吸能效果，证明了采用轻质材料制作蜂窝芯质的优势。

第 6 章 结论

6.1 研究成果

对空中爆炸与靶标相互作用问题的研究在国防军事和国民生产中具有重要的应用价值，而针对此类问题的数值仿真存在很多的难点。本文针对该类问题，充分发挥物质点法和有限差分法的优势，分别在时间和空间上将两者相结合构造了交替物质点有限差分法和耦合物质点有限差分法，有效地解决了单一数值方法在求解该类问题时的困难，并且采用耦合物质点有限差分法对蜂窝夹芯板防护结构的抗爆性能进行了研究。本文的主要成果如下：

（1）针对空中爆炸与靶标相互作用过程中各物理阶段的不同特性，在时间上交替运用物质点法和有限差分法，提出了交替物质点有限差分法。将空中爆炸问题的全过程分为三个阶段并在各自阶段采取与之相适应的数值方法，两种方法之间的相互转化通过 MPM 质点和 FDM 的格心之间的映射来完成，在达到设定的阈值后，转化将自动进行。本方法采用物质点及其退化而成的无质量示踪点交替地在各个求解阶段对物质界面进行追踪，克服了单纯欧拉方法追踪物质界面的困难，同时避免了粒子类方法在物质界面处出现的非物理穿透现象。本文采用交替物质点有限差分法求解了二维和三维的空中爆炸问题，验证了本方法在波传播阶段追踪物质界面和保持物质界面对称性方面的优势，并且将其应用于高能炸药空中爆炸并与钢板相互作用问题的模拟，取得了较好的效果。

（2）针对空中爆炸与靶标相互作用过程各区域内所发生物理过程的不同特性，在空间上将物质点法和有限差分法相耦合，提出了耦合物质点有限差分法。将求解域划分为流体区和流固耦合区，并分别在欧拉框架下和拉格朗日框架下采用有限差分法和物质点法对各区域离散求解，充分发挥了两种数值方法的优势。在两个区域的交界处，本文通过构造“握手区”来完成二者间的数据交换和守恒变量的输运。相比于其他耦合方法，本方法的优势在于其物质界面位于同一求解区域内，因而有效减小了物质界面处出现的数值震荡。同时该方法还可以推广至其他欧拉方法与质点类拉格朗日方法的耦合。本文采用耦合物质点有限差分方法求解了二维高能炸药空气中爆炸问题，验证了波在两个计算区域间的传播并没有产生明显的界面效应，进而将其应用于高能炸药爆炸对混凝土板的破坏过程的模拟和 RHA 钢靶板在空中爆炸载荷下的

动态响应分析，均取得了与实验和理论分析相一致的结果。

（3）针对空中爆炸与蜂窝夹芯板结构相互作用问题中的数值难点，利用耦合物质点有限差分法易于模拟强流固耦合及其产生的结构大变形问题的特点，对蜂窝夹芯板防护结构的抗爆性能进行了研究。本文对空中爆炸与蜂窝夹芯板结构相互作用的多组工况进行了模拟，从蜂窝芯质的几何形状、几何尺寸、芯质材料等方面对其抗爆性进行了研究，得出了等质量、相同等效密度下，蜂窝芯质的形状对其抗爆性能影响不大的结论；并分别给出了等质量情况下，抗爆性能随蜂窝高度、壁厚的变化情况，绘制了不同当量载荷下的最大挠度变化曲线；最后得出了轻质铝作为蜂窝芯质具有更好的吸能性的结论。本文通过一系列数值实验提出了蜂窝夹芯板防护结构抗爆性能的定性规律，研究成果对其设计及选材提供了参考。

本文的主要创新点如下：

（1）构造了交替物质点有限差分法，并且采用物质点与无质量示踪点相互转化的思想在各阶段追踪物质界面，有效地解决了空中爆炸与靶标相互作用问题中多物质流动过程物质界面处理的问题。

（2）构造了耦合物质点有限差分法，并且引入了“握手区”的概念，将基于拉格朗日描述和欧拉描述的两个区域较好地耦合起来，并且有效抑制了两个区域间的界面效应，成功地应用于空中爆炸与靶标相互作用的问题。

（3）基于耦合物质点有限差分法对蜂窝夹芯板的抗爆性能进行了研究，通过数值模拟手段提出了芯质的几何构型、几何尺寸和材料类型对蜂窝夹芯板的整体抗爆性能的影响规律，为蜂窝夹芯板防护结构的设计提供了参考。

6.2 工作展望

空中爆炸与靶标相互作用过程是包含起爆、波传播、流固耦合和结构破坏等多种类物理过程的复杂问题，其每一阶段中都存在着数值仿真上的困难，本文着重从方法间的耦合入手，充分发挥每类数值方法的优势，取得一定的成果。然而基于研究过程中对于本文工作的总结和相关文献的学习，认为为了更好的解决该类问题，仍需在以下几方面进行进一步研究：

（1）炸药起爆是一个快速进行的、包含化学反应的剧烈物理过程，为了更准确的描述起爆过程并得到准确的冲击波超压，尤其是近场的超压值，有必要采用更为复杂的模型及状态方程对高能炸药进行模拟。

（2）炸药起爆后的传播过程中，在近场区域会形成强间断，因而需要划

分较远场更为精细的网格。空中爆炸后的传播过程通常是大范围的三维流动问题，而在全场采用精细网格将会加大计算占用的内存和所需的时间。因而，需要在本文构造的两种方法中引入自适应加密网格技术，在波传播过程中通过间断的强弱来自动划分相应粗细的网格，可以在增加较少计算量的同时获得更高精度的冲击波超压值。

（3）本文构造的耦合物质点有限差分法的流体区网格尺寸与流固耦合区的背景网格尺寸相同，这样便于“握手区”的构造以及两个区域间相互提供边界条件。但是流固耦合区内的结构区域有时具有较复杂和精密的几何形状，因而需要在流固耦合区划分更为精细的背景网格。为了不影响整体网格规模和计算效率，需要构造两个区域内具有不同网格尺寸的耦合物质点有限差分法，以允许在物质点区进行更为精细的划分，从而可以模拟出材料的破碎、裂纹扩展等现象。

（4）为了提高空中爆炸问题的求解效率，需要将并行算法引入至本文提出的方法。针对单纯的有限差分法和物质点法的并行算法已经比较成熟并且得到了广泛的应用，因而本文提出的交替物质点有限差分法可以对各阶段分别并行，然而对于耦合物质点有限差分法，两个区域间在每一时间步均存在数据交换，需要进一步对于数据竞争、区域划分等问题进行处理以完成其高效并行。

参考文献

[1] 杨秀敏. 爆炸冲击现象数值模拟. 中国科学技术大学出版社, 2010.

[2] Zukas J, Walters W. Explosive effects and applications. Spinger, 1998.

[3] 恽寿榕，赵衡阳. 爆炸力学. 国防工业出版社, 2005.

[4] 宁建国，王成，马天宝. 爆炸与冲击动力学. 国防工业出版社, 2010.

[5] 王礼立. 应力波基础. 国防工业出版社, 2005.

[6] 恽寿榕，涂侯杰，梁德寿，张汉萍. 爆炸力学计算方法. 北京理工大学出版社, 1995.

[7] Mader C L. Numerical modeling of detonations. University of California Press, 1979.

[8] Luccioni B M, Luege M. Concrete pavement slab under blast loads. International Journal of Impact Engineering, 2006, 32:1248–1266.

[9] 孙承纬. 应用爆轰物理. 国防工业出版社, 2000.

[10] 张宝坪，张庆明，黄风雷. 爆轰物理学. 兵器工业出版社, 2001.

[11] Benson D J. Computational methods in Lagrangian and Eulerian hydrocodes. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1992, 99(2-3):235–394.

[12] Jacinto A C, Ambrosini R D, Danesi R F. Experimental and computational analysis of plates under air blast loading. International Journal of Impact Engineering, 2001, 25:927–947.

[13] Xu K, Lu Y. Numerical simulation study of spallation in reinforced concrete plates subjected to blast loading. Computers and Structures, 2006, 84:431–438.

[14] Yuen S C K, N N G. Experimental and numerical studies on the response of quadrangular stiffened plates.Part I: subjected to uniform blast load. International Journal of Impact Engineering, 2005, 31:55–83.

[15] Langdon G S, Yuen S C K, N N G. Experimental and numerical studies on the response of quadrangular stiffened plates.Part II: localised blast loading. International Journal of Impact Engineering, 2005, 31:85–111.

[16] Leppanen J. Experiments and numerical analyses of blast and fragment impacts on concrete. International Journal of Impact Engineering, 2005, 31:843–860.

[17] ConWep. Collection of conventional weapons effects calculations based on TM 5-855-1, Fundamentals of Protective Design for Conventional Weapons. USA: US Army Engineer Waterways Experiment Station, 1992.

[18] Kambouchev N, Noels L, R R. Numerical simulation of the fluid – structure interaction between air blast waves and free-standing plates. Computers and Structures, 2007, 85:923–931.

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

[20] Hibbitt, Karlsson, Sorensen. ABAQUS/Standard user's manual, volume 1. Hibbitt, Karlsson & Sorensen, 2001.

[21] AUTODYN A. Interactive Non-Linear Dynamic Analysis Software, Version 12, User’s Manual. SAS IP Inc, 2009..

[22] Wilkins M L. Computer simulation of dynamic phenomena. Springer, 1999.

[23] Browne P L. REZONE, A proposal for accomploshing rezoning in two-dimensional lagrangian hydrodynamics problem. Los Thamas Sci Lab, 1966.

[24] Espinosa H, Dwivedi S, Zavattieri P. A numerical investigation of penetration in multilayered material/structure systems. International journal of solids and structures, 1998, 35(22):2975–3001.

[25] 冯其京，郝鹏程，杭义洪，何长江，吕继祥，姜剑生，梁龙河. 聚能装药的欧拉数值模拟. 爆炸与冲击, 2008, 28:138–143.

[26] 刘军，何长江，梁仙红. 三维弹塑性流体力学自适应欧拉方法研究. 高压物理学报, 2008, 22(1):72–78.

[27] Wang C, Zhang X X, Shu Q W, et al. Robust high order discontimuous Galerkin schemes for two-dimensional gaseous detonations. Journal of Computational Physics, 2012, 231:653–665.

[28] Cockburn B, Hou S, Shu C W. TVB Runge-Kutta local projection discontinuous Galerkin finite element method for scalar conservation laws IV: The multidimensional case. Math Comp, 1990, 54:545–581.

[29] Wang G, Zhang D L, Liu K X. An improved CE/SE scheme and its application to detonation propagation. Chinese Physics Letters, 2007, 24(12):3563–3566.

[30] Wang J T, Liu K X, Zhang D L. An improved CE/SE scheme for multi-material elastic-plastic flows and its application. Computers & Fluids, 2009, 38(3):544–551.

[31] 刘儒勋，王志峰. 数值模拟方法和运动界面追踪. 中国科学技术大学出版社, 2001.

[32] Youngs D L. Time dependent multi-material flow with large fluid distortion. Numerical Methods for Fluid Dynamics, 1982. 273–285.

[33] Osher S, Fedkiw R P. Level set methods: an overview and some recent results. Journal of Computational Physics, 2001, 169:463–502.

[34] Hageman L J, Walsh L M. HELP: A multi-material Eulerian program for compressible fluid and elastic-plastic flows in two dimensions and time. Ballistic Rearch Laborators, 1971.

[35] Ning J G, Chen L W. Fuzzy interface treatment in eulerian method. Science in China Series E-Engineering and Materials Science, 2004, 47(5):550–568.

[36] 刘儒勋，舒其望. 计算流体力学的若干新方法. 科学出版社, 2003.

[37] Fedkiw R P, Aslam T, Merriman B, et al. A non-oscillatory Euler approach to interfaces in multi-material flows (the Ghost Fluid Method). Journal of Computational Physics, 1999, 152:457–492.

[38] Ma T B, Wang C, Ning J G. Multi-material Eulerian formulations and hydrocode for the simulation of explosions. Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2008, 33(2):155–178.

[39] 柏劲松. 可压缩多介质流体动力学高精度数值计算方法和网格自适 º□ 技术 [D]. 中国工程物理研究院, 2003.

[40] 文尚刚. 三维爆轰波传播的 ls 方法研究 [D]. 中国工程物理研究院, 2001.

[41] Luccioni B M, Ambrosini R D, Danesi R F. Analysis of building collapse under blast loads. Engineering Structures, 2004, 26:63–71.

[42] Wu C Q, Hao H. Modeling of simultaneous ground shock and airblast pressure on nearby structures from surface explosions. International Journal of Impact Engineering, 2005, 31:699–717.

[43] Noh W F. A time-dependent, two-space-dependent, coupled Euler-Lagrange code. Methods in Computational Physics, 1964, 3:117–179.

[44] Luo H, Baum J D, Lohner R. On the computation of multi-material flows using ALE formulation. Journal of Computational Physics, 2004, 194(1):304–328.

[45] 邓荣兵，金先龙，陈峻，沈建奇，陈向东. 爆炸冲击波对玻璃幕墙破坏作用的多物质 ALE 有限元模拟. 高压物理学报, 2010, 2:81–87.

[46] 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(1):91–102.

[47] Harlow F H. A Machine Calculation Method for Hydrodynamic Problems. Los Alamos Scientific Laboratory, 1955.

[48] Harlow F H. The particle-in-cell computing method for fluid dynamics. Methods in Computational Physics, 1964, 3:319–343.

[49] Gentry R A, Martin R E, Daly B J. An Eulerian Differencing Method for Unsteady Compressible Flow Problems. Journal of Computational Physics, 1966, 1:87–118.

[50] Harlow F H, Welch J E. Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with a free surface. Physics of Fluids, 1965, 8:2182–2189.

[51] Brackbill J U, Ruppel H M. Flip: a method for adaptively zoned, particle-in-cell calculations in two dimensions. Journal of Computational Physics, 1986, 65:314–343.

[52] 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.

[53] Belytschko T, Krongauz Y, Organ D, et al. Meshless methods: An overview and recent developments. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1996, 139(1-4):3–47.

[54] Li S, Liu W K. Meshfree and particle methods and their applications. Applied Mechanics Reviews, 2002, 55(1):1–34.

[55] Liu G R, Liu M B. Smoothed particle hydrodynamics: a meshfree particle method. World Scientific, Singapore, 2003.

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

[57] Lucy L A. A numerical approach to the testing of the fission hypothesis. Astrophysical Journal, 1977, 82:1013–1024.

[58] Randles P W, Libersky L D. Smoothed particle hydrodynamics: Some recent improvements and applications. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1996, 139(1-4):375–408.

[59] Swegle J W, Attaway S W. On the feasibility of using smoothed particle Hydrodynamics for underwater explosion calculations. Computational Mechanics, 1995, 17(3):151–168.

[60] Rabczuk T, Areias P. A meshfree thin shell for arbitrary evolving cracks based on an extrinsic basis. CMES-Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2006, 16(2):115–130.

[61] Liu M B, Liu G R, Zong Z, et al. Computer simulation of high explosive explosion using smoothed particle hydrodynamics methodology. Computers and Fluids, 2003, 32:305–322.

[62] Liu M B, Liu G R, Lam K Y, et al. Smoothed particle hydrodynamics for numerical simulation of underwater explosion. Computational Mechanics, 2003, 30:106–118.

[63] Chen J K, Beraun J E, Jih C J. An improvement for tensile instability in smoothed particle hydrodynamics. Computational Mechanics, 1999, 23(4):279–287.

[64] Monaghan J J. SPH without a tensile instability. Journal of Computational Physics, 2000, 159:290–311.

[65] Dyka C T, Randles P W, Ingel R P. Stress points for tension instability in SPH. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 1997, 40:2325–2341.

[66] 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.

[67] Sulsky D, Zhou S J, Schreyer H L. Application of a particle-in-cell method to solid mechanics. Computer Physics Communications, 1995, 87(1-2):236–252.

[68] 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.

[69] Karagiozova D, Nurick G N, Langdon G S. Behaviour of sandwich panels subject to intense air blasts - Part 2: Numerical simulation. Composite Structures, 2009, 91:442–450.

[70] 宁建国. 爆炸冲击波绕流的数值模拟研究. 北京理工大学学报, 1999, 19(5):543–547.

[71] Lohner R, Morgan K, Peraire J, et al. Finite element flux-corrected transport (FEM-FCT) for the Euler and Navier-Stokes equations. Int. J. Num. Meth. Fluids, 1987, 7:1093–1109.

[72] Baum J D, Luo H, Löhner R. The numerical simulation of strongly unsteady flows with hundreds of moving bodies. AIAA Pap, 1998, 788.

[73] Baum J D, Luo H, Mestreau E L, et al. Recent developments of a coupled CFD/CSD methodology. Proceedings of Computational Science-ICCS 2001. Springer, 2001: 1087–1097.

[74] Baum J D, Luo H, Lohner R. A coupled fluid/structure modeling of shock interaction with a truck. AIAA, 1996.

[75] Baum J D, Luo H, L M E. A coupled CFD/CSD methodology fro modeling weapon detonation and fragmentation. AIAA, 1999.

[76] Fairlie G, Bergeron D. Numerical simulation of mine blast loading on structures. Proceedings of 17th Military Aspects of Blast Symposium, 2002.

[77] Zhang Y J, Xu S L. Numerical simulation on flow-structure interaction loaded by a blast wave from a central charge. Journal of University of Science and Technology of China, 2007, 37:6–12.

[78] Flekkoy E G, Wagner G, Feder J. Hybrid model for combined particle and continuum dynamics. Europhysics Letters, 2000, 52(3):271–276.

[79] Benson D J. A multi-material Eulerian formulation for the efficient solution of impact and penetration problems. Comput Mech, 1995, 15:557–558.

[80] Benson D J. Eulerian finite element methods for the micromechanics of heterogeneous materials: dynamic prioritization of material interfaces. Comput Methods Appl Mech Engrg, 1998, 151:343–360.

[81] Guilkey J E, Harman T B, Xia A, et al. An Eulerian-Lagrangian approach for large deformation fluid-structure interaction problems, part 1: Algorithm development. Proceedings of Proceedings of the Second International Conference on Fluid Structure Interaction, 2003.

[82] Harman T, Guilkey J E, Schmidt J, et al. An Eulerian-Lagrangian approach for large deformation fluid structure interaction problems, part 2: Multi-physics simulations within a modern computational framework. Proceedings of Proceedings of the Second International Conference on Fluid Structure Interaction, 2003.

[83] Kashiwa B A, Rauenzahn R M. A multimaterial formalism. Los Alamos National Laboratory, 1994.

[84] Kashiwa B A, Lewis M L, Wilson T. Fluid-structure interaction modeling. Los Alamos National Laboratory, 1996.

[85] 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 [D]. 清华大学, 2011.

[86] 宫伟伟. 泡沫铝动态力学性能的物质点法研究 [D]. 清华大学, 2012.

[87] 廉艳平，张帆，刘岩，张雄. 物质点法的理论和应用. 力学进展, 2013, 43(2):237–264.

[88] Ma S, Zhang X, Lian Y P, et al. Simulation of high explosive explosion using adaptive material point method. Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2009, 39(2):101–123.

[89] 马上，张雄. 聚能射流形成的自适应物质点法模拟. 固体力学学报, 2009, 30(5):504–508.

[90] Lian Y P, Zhang X, Zhou X, et al. Numerical simulation of explosively driven metal by material point method. International Journal of Impact Engineering, 2011, 38:238–246.

[91] Hu W, Chen Z. Model-based simulation of the synergistic effects of blast and fragmentation on a concrete wall using the MPM. International Journal of Impact Engineering, 2006, 32:2066–2096.

[92] Banerjee B. Material point method simulations of fragmenting cylinders. Proceedings of 17th Engeering Mechanics Conference, 2004.

[93] 王宇新. 多相介质爆炸冲击响应物质点法分析 [D]. 大连理工大学, 2006.

[94] Chen W D, Yang W M. Explosion simulation of high explosive materials using the generalized interpolation material point (GIMP) method. Journal of Harbin Engineering University, 2012, 33:1110–1115.

[95] Yang P F, Liu Y, Zhang X, et al. Simulation of Fragmentation with Material Point Method Based on Gurson Model and Random Failure. CMES: Computer Modeling in Engineering & Sciences, 2012, 85(3):207–236.

[96] 张忠，陈卫东，杨文淼. 非均匀固体炸药冲击起爆的物质点法. 爆炸与冲击, 2011, 31(1):25–30.

[97] Guilkey J, Harman T, Banerjee B. An Eulerian Lagrangian approach for simulating explosions of energetic devices. Computers and Structures, 2007, 85:660–674.

[98] Gilmanov A, Acharya S. A hybrid immersed boundary and material point method for simulating 3d fluid-structure interaction problems. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2008, 56:2151–2177.

[99] Guo Z, Yang W. MPM/MD handshaking method for multiscale simulation and its application to high energy cluster impacts. International Journal of Mechanical Sciences, 2006, 48:145–159.

[100] Zhang X, Sze K Y, Ma S. An explicit material point finite element method for hyper-velocity impact. International Journal for Numerical Methods in Engineering, 2006, 66:689–706.

[101] 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.

[102] Lian Y P, Zhang X, Liu Y. An adaptive finite element material point method and its application in extreme deformation problems. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2012, 241-244 (1):275–285.

[103] 廉艳平. 自适应物质点有限元法及在冲击侵彻问题中的应用 [D]. 清华大学, 2012.

[104] 卢天健，何德坪，陈常青，赵长颖，方岱宁，王晓林. 超轻多孔金属材料的多功能特性及应用. 力学与实践进展, 2006, 36(4):517–535.

[105] 卢天健，刘涛，邓子辰. 多孔金属材料多功能化设计的若干进展. 力学与实践, 2008, 30(1):1–9.

[106] Fleck N, Deshpande V. The resistance of clamped sandwich beams to shock loading. Journal of Applied Mechanics, 2004, 71(3):386–401.

[107] Guruprasad S, Mukherjee A. Layered sacrificial claddings under blast loading Part I-analytical studies. International Journal of Impact Engineering, 2000, 24(9):957–973.

[108] Guruprasad S, Mukherjee A. Layered sacrificial claddings under blast loading Part II-experimental studies. International Journal of Impact Engineering, 2000, 24(9):975–984.

[109] Andrews E, Moussa N. Failure mode maps for composite sandwich panels subjected to air blast loading. International Journal of Impact Engineering, 2009, 36(3):418–425.

[110] Radford D, Fleck N, Deshpande V. The response of clamped sandwich beams subjected to shock loading. International Journal of Impact Engineering, 2006, 32(6):968–987.

[111] Hanssen A, Enstock L, Langseth M. Close-range blast loading of aluminium foam panels. International Journal of Impact Engineering, 2002, 27(6):593–618.

[112] Nurick G, Langdon G, Chi Y, et al. Behaviour of sandwich panels subjected to intense air blast–Part 1: Experiments. Composite Structures, 2009, 91(4):433–441.

[113] Wang H F, S F S. Study on shock pressure properties of porous iron. Journal of Beijing Institute of Technology, 1998, 18(2):165–169.

[114] Qiu X, Deshpande V, Fleck N. Finite element analysis of the dynamic response of clamped sandwich beams subject to shock loading. European Journal of Mechanics-A/Solids, 2003, 22(6):801–814.

[115] Xue Z, Hutchinson J W. Preliminary assessment of sandwich plates subject to blast loads. International Journal of Mechanical Sciences, 2003, 45(4):687–705.

[116] 许爱国. 冲击作用下空洞塌缩问题的物质点模拟. Proceedings of 第八届全国爆炸力学学术会议, 2007.

[117] Taylor E A, P G J, A C R, et al. Hypervelocity impact on spacecraft honeycomb: hydrocode simulation and damage laws. International Journal of Impact Engineering, 2003, 29(1):691–702.

[118] 张雄，廉艳平，刘岩，周旭. 物质点法. 清华大学出版社, 2013.

[119] Zhang D L. A course in computational fluid dynamics. Higher Education Press, 2010.

[120] 王勖成. 有限单元法. 北京：清华大学出版社, 2003.

[121] Bardenhagen S G, U B J, Sulsky D. The material-point method for granular materials. Computational Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2000, 187(3-4):529–541.

[122] Ma Z T, Zhang X, Huang P. An object-oriented MPM framework for simulation of large deformation and contact of numerous grains. Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2010, 55(1):61–87.

[123] 张雄，王天舒. 计算动力学. 清华大学出版社, 2007.

[124] 张涵信，沈孟育. 计算流体力学—差分方法的原理和应用. 国防工业出版社, 2003.

[125] Lax P D, Wendroff B. Difference scheme for hyperbolic equations with high order of accuracy. Communications on Pure and Applied Mathematics, 1964, 17:381–398.

[126] Yanenko N N. The method of fractional steps. Springer-Verlag, 1971.

[127] 吕洪生，曾新吾. 连续介质力学. 中册，流体力学与爆炸力学. 国防科技大学出版社, 1999.

[128] 蒋东. 工程材料的损伤演化表征和破坏规律研究 [D]. 中国科学技术大学, 2010.

[129] Holmquist T J, Johnson G R, Cook W H. A computational constitutive model for concrete subjected to large strains, high strain rates, and high pressures. Proceedings of 14th International Symposium on Ballistics Quebec, Canada, 1993.

[130] Johnson G R, Cook W H. A constitutive model and data for metals subjected to large strains, high strain rates and high temperatures. Proceedings of 7th International Symposium on Ballistics, The Hague, Netherlands: American Defense Preparedness Association, 1983. 541–547.

[131] Inc I C G. FLAC-Fast Lagrangian Analusis of Continua User's Manual (Version 5.0). Proceedings of Itasca Consulting Group Inc, 2005.

[132] 黄鹏. 金属及岩土冲击动力学问题的物质点法研究 [D]. 清华大学, 2010.

[133] Shin Y S, Chisum J E. Modeling and simulation of underwater shock problems using coupled lagrangian-eulerian analysis approach. Shock and Vibration, 1997, 4(1):1–10.

[134] Liu M B, Liu G R, Lam K Y, et al. Meshfree particle simulation of the detonation process for high explosives in shaped charge unlined cavity configurations. Shock Waves, 2003, 12(6):509–520.

[135] Zhang S Z. Detonation and its applications. Beijing: Press of National Defense Industry, 1976.

[136] Gogers G F C, Mayhew Y R. Thermodynamic and Transport Properties of Fluids: S. I. Units. Wiley-Blackwell, 1994.

[137] Henrych J. The dynamics of explosion and its use. Elsevier Scientific Publishing Company, 1979.

[138] Johnson G R, Cook W H. Selected Hugoniots: EOS. Proceedings of 7th Int. Symp. Ballistics, 1969.

[139] Meyers M A. Dynamic Behavior of Materials. New York:John Wiley & Sons, 1994.

[140] Bardenhagen S G, Kober E M. The generalized interpolation material point method. Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2004, 5(6):477–495.

[141] Chen L, Lee J H, Chen C F. On the modeling of surface tension and its applications by the generalized interpolation material point method. Computer Modeling in Engineering and Sciences, 2012, 86(3):199–223.

[142] Neuberger A, Peles S, Rittel D. Scaling the response of circular plates subjected to large and close-range spherical explosions. Part I: Air-blast loading. International Journal of Impact Engineering, 2007, 34:859–873.

[143] Xue Z, Hutchinson J W. A comparative study of impulse-resistant metal sandwich plates. International Journal of Impact Engineering, 2004, 30(10):1283–1305.

[144] Laboratory L A S. Selected Hugoniots. LA-4167-MS, 1969.

致 谢

衷心感谢导师张雄教授对本人的悉心指导和关爱，他包容厚德的为人品格和勤勉严谨的治学态度让我终生受益。

感谢陆明万教授、王天舒教授、邱信明教授、刘岩副教授、廉艳平博士对我论文工作的指导和帮助。

感谢计算动力学实验室的同窗们，他们的帮助和鼓励让我的科研工作得以顺利进行。

感谢周旭研究员对我在工作和科研过程中的指导和帮助。感谢赵玉立高工、施鹏高工以及仿真中心的同事们在我的科研过程中为我提出的宝贵建议。

感谢清华大学棒球队的队友们，一起流汗、一起拼搏的日子让我终生难忘。

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

感谢父母一直以来的付出、支持和理解，谨以此文献给我的父母。

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

1986 年 9 月生于辽宁沈阳。

2004 年 7 月考入清华大学航天航空学院，就读飞行器设计专业。2008 年 7 月本科毕业，获工学学士学位。

2008 年 7 月免试进入清华大学航天航空学院工程动力学研究所，攻读博士学位，从事计算动力学相关研究至今。

发表的学术论文

[1] Xiaoxiao Cui，Xiong Zhang，K Y Sze，Xu Zhou. An alternating finite difference material point method for numerical simulation of high explosive explosion problems. CMES: Computer Modeling in Engineering & Sciences, 92(5): 507~538, 2013. （SCI 收录，EI 收录）

[2] Xiaoxiao Cui，Xiong Zhang，Xu Zhou, Yan Liu, Fan Zhang. A coupled finite difference material point method and its application in explosion simulation, CMES: Computer Modeling in Engineering & Sciences. 2014（已录用，SCI 收录，EI 收录）

[3] Xiong Zhang，Xiaoxiao Cui. An alternated finite difference material point method for numerical simulation of high explosive explosion problems. APCOM & ISCM 11-14th December, 2013, Singapore. （国际会议）

[4] 崔潇骁，张雄. 基于物质点与有限差分算法的爆轰模拟. 第九届全国爆炸力学学术会议. 2012 年 7 月 26~30 日. 西宁.

[5] Yanping Lian，Xiong Zhang，Fan Zhang，Xiaoxiao Cui. Tied interface grid material point method for problems with localized extreme deformation. International Journal of Impact Engineering. International Journal of Impact Engineering. (SCI 刊源，已接收)

研究成果

[1] 强冲击荷载下结构破坏过程的建模与关键算法，国家 973 项目子课题 (2010CB832701，参加人)。

[2] 侵彻爆炸问题的自适应物质点无网格法研究，国家自然科学基金(10872107，参加人)。