

DOI: 10.7511/jslx20230822002

水雾对爆炸冲击波的衰减机理研究

赵家兴, 刘淞含, 姜林*

(南京理工大学 机械工程学院, 南京 210094)

摘要:旨在探究水雾对爆炸冲击波的衰减机理以及水雾中冲击波能量和动量的耗散过程。为此,基于欧拉-拉格朗日方法对水雾与爆炸冲击波的相互作用过程进行了三维数值模拟,并分析了爆炸冲击波在水雾内的传播特征、液滴与爆炸释放的能量之间的传热、传质和动量传递过程。建立的数值模型考虑了气相与液滴相之间的质量、动量和能量传递以及液滴雾化,并首次考虑了液滴的尺寸分布。研究表明,水雾能够有效阻挡爆炸释放的热量。当冲击波通过空气-水雾交界面时,会发生反射和透射现象。雾滴通过动量提取、蒸发和对流换热吸收透射冲击波的能量,致使冲击波受到削弱。空气-水雾交界面是冲击波与水雾之间动量和能量传递效率最高的位置。由于冲击波的衰减,波阵面后的气流速度和温度会不断降低,从而导致冲击波与水雾之间的动量和能量传递效率逐渐降低。

关键词:水雾;冲击波;爆炸衰减;欧拉-拉格朗日方法;能量耗散

中图分类号:O383

文献标志码:A

文章编号:1007-4708(2025)01-0008-11

1 引言

含能材料的意外爆炸对人类生命、基础设施和设备构成重大危害^[1]。含能材料的爆轰会产生大量高温高压的爆轰产物,这些产物对周围空气施加巨大作用力,形成超音速传播的冲击波。冲击波会引起空气压力、速度和温度的突变,从而导致严重破坏。

水雾衰减爆炸载荷的能力已得到广泛认可。利用水雾衰减爆炸载荷具有以下优势,(1)水是一种廉价的、易于收集和储存、对环境无污染的资源;(2)水雾可以起到灭火的作用^[2];(3)水雾可以在爆炸发生之前,预防性地通过喷雾系统喷洒在使用环境中;(4)水雾拥有更大的表面积,这增加了吸热的效率。若爆炸发生在密闭空间内,水雾可以通过热传导和蒸发吸热的方式降低爆炸产生的准静态压力^[3]。广泛的研究已经表明水雾对冲击波超压、冲量和准静压力可以有效衰减,证明了水雾衰减爆炸载荷的潜力^[4-9]。Bailey等^[10]在一个舱室内进行了水雾抑爆实验研究。该舱室尺寸为

4.6 m×4.6 m×3.1 m。质量为0.9 kg,2.2 kg和3.2 kg的TNT(Trinitrotoluene)在水雾中引爆。实验结果表明,水雾能够有效降低密闭空间内的准静态压力,衰减率分别达到40%,47%和40%,并且还能抑制爆炸超压和冲量。随后,Willauer等^[11]在相同的舱室内采用更大质量的炸药进行了实验。舱室内水雾浓度为70 g/m³,炸药为22.6 kg的TNT,26.6 kg TNT当量的Destex和26.6 kg TNT当量的PBXN-109。实验结果表明,22.6 kg TNT爆炸产生的冲量、冲击波超压以及准静态压力分别由水雾降低了40%,36%,35%。22.6 kg TNT当量的Destex爆炸产生的冲量、冲击波超压以及准静态压力分别降低了43%,25%,33%。22.6 kg TNT当量的PBXN-109爆炸产生的冲量、冲击波超压以及准静态压力分别降低了49%,39%,41%。叶经方等^[12]在立式激波管内进行了水雾衰减爆炸冲击波实验。实验中,冲击波的马赫数范围为1.22~1.39,使用的水雾滴直径分别为0.40 mm和0.53 mm。水雾的等效密度为10.6 kg/m³,并且覆盖了一个长度为1.4 m的区

收稿日期:2023-08-22;修改稿收到日期:2023-10-20.

基金项目:国家重点研发计划(2020YFC1522800);国家自然科学基金(52176114;52111530091)资助项目.

作者简介:姜林*(1990-),男,博士,副教授(E-mail:ljiang@njjust.edu.cn).

引用本文:赵家兴,刘淞含,姜林.水雾对爆炸冲击波的衰减机理研究[J].计算力学学报,2025,42(1):8-18.

ZHAO Jia-xing, LIU Song-han, JIANG Lin. Investigation on blast mitigation mechanism by water mist [J]. Chinese Journal of Computational Mechanics, 2025, 42(1): 8-18.

域。实验结果表明,水雾对于冲击波超压造成了44%~55.6%的衰减。陈鹏宇等^[13]在一个缩比舰船舱室内进行了水雾抑爆实验。实验结果表明,水雾使27.5 g TNT爆炸产生的冲击波超压衰减了27.27%,准静态压力衰减了31.82%。另一方面,张晓忠等^[14]对通道中水雾对冲击波的衰减效果进行了实验研究。结果表明,超压的衰减率在42%~75%。此外,水雾的密度越大,水雾区域的长度越长,冲击波的衰减效果就越明显。孔祥韶等^[15]研究了水雾对密闭舱室内爆炸的衰减效果。实验中使用了质量为80 g~160 g的TNT,水雾的平均浓度为 $70 \pm 10 \text{ g/m}^3$ 。研究结果显示,水雾使爆炸产生的准静态压力降低了36%。

上述实验研究表明水雾对爆炸载荷有良好的衰减作用。然而,试图通过实验的手段理解潜在的衰减机制是非常困难的。这主要是由于测量技术和设备的限制,实验只能测量到冲击波传播的一些宏观特征(如超压和冲量),无法直接或间接测量到冲击波的传播行为、液滴的行为(包括质量变化、动量变化、能量变化),以及液相-气相之间的相互作用的细节。因此,一些研究通过计算流体力学CFD(Computational Fluid Dynamics)的方法探索了水雾抑爆的机制。当含能材料引爆时,爆炸产物的二次反应释放出额外的能量。如TNT的爆轰产物中含有丰富的碳(C)和一氧化碳(CO)。这些产物的二次反应可以释放出两倍于爆震波的能量^[3]。如果含能材料由水滴包围,则爆轰产物的二次反应将被水滴淬灭^[4,5]。如果炸药在水雾外引爆,那么爆炸的衰减主要是由于液滴通过动量吸收和热量吸收降低了冲击波的强度^[16-19]。

迄今为止,对爆炸冲击波和水雾相互作用过程中冲击波与液滴的行为,以及能量和动量交换的定量研究很少。定量研究这种相互作用可以深入理解水雾抑爆的机理。为此,本文采用数值模拟的方法建立了水雾抑爆问题的数值模型。该数值模型基于欧拉-拉格朗日方法,考虑了气相与液相之间的质量、动量和能量交换,以及液滴破碎和尺寸分布。根据数值模拟的结果,分析了爆炸冲击波在水雾内的传播特征、液滴与爆炸释放的能量之间的传热、传质和动量传递过程,以期帮助设计和优化水雾抑爆技术,提高其抑制爆炸的效果。

2 数值模型与数值方法

当激波与单个液滴相互作用时,由于波阵面后诱导气流的冲击,液滴会经历加速和雾化^[20-22]。此

外,像TNT这样的含能材料在爆炸时会释放出大量热量,这会导致液滴受到加热和蒸发。显然,爆炸载荷与水雾相互作用的过程中发生了质量、动量和能量的交换。为了能准确且完整地描述这些物理过程,本文采用欧拉-拉格朗日方法来模拟爆炸冲击波与水雾之间的相互作用。该方法同时求解两组方程,一组为气相的纳维-斯托克斯方程组(N-S equations);另一组为液滴相的蒸发速率方程、力平衡方程和传热方程。两组方程之间通过源项实现气相与液相之间的质量、动量和能量传递。

2.1 气相控制方程

气相的N-S控制方程包括质量守恒方程、动量守恒方程、能量守恒方程和物质运输方程,其表达式分别为

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{V}_g) = S_m \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g \mathbf{V}_g) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{V}_g \mathbf{V}_g) + \nabla p_g - \nabla \boldsymbol{\tau} = S_M \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g E_g) + \nabla \cdot (\mathbf{V} (\rho_g E_g + p_g - \boldsymbol{\tau})) = S_e \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_g Y_i) + \nabla \cdot (\rho_g \mathbf{V}_g Y_i - \rho_g D_{im} \nabla Y_i) = S_{Y_i} \quad (4)$$

式中下标 g 代表气相的物理量; $t, \rho_g, \mathbf{V}_g, p_g$ 和 E_g 分别代表时间、气相密度、气相速度矢量、气相压力和总能量。

式(2)中 $\boldsymbol{\tau}$ 为粘性应力张量。粘性力是流体微团之间的速度差异导致的,其以摩擦的方式作用于流体微团的表面,其表达式为

$$\boldsymbol{\tau} = \mu_g [(\nabla \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \mathbf{V} \mathbf{I}] \quad (5)$$

式(4)中 Y_i 和 D_{im} ^[16]为第 i 种物质的质量分数和分子扩散系数。

$$D_{i,m} = \frac{k_g}{\rho_g c_{p,g} Le_i} \quad (6)$$

式中 Le_i 为路易斯数,其值为1; k_g 为气相导热系数; $c_{p,g}$ 是气相比热。

S_m, S_M, S_e 和 S_{Y_i} 分别为质量源项、动量源项、能量源项和物质源项。其代表气相与液滴之间的质量交换、动量交换、能量交换和物质交换。

$$S_m = - \sum_1^{N_{dc}} \dot{m}_d \quad (7)$$

$$S_M = - \sum_1^{N_{dc}} F_{\text{drag}} \quad (8)$$

$$S_e = - \sum_1^{N_{dc}} (\dot{Q}_c + \dot{Q}_{\text{lat}}) \quad (9)$$

$$S_{Y_i} = \begin{cases} S_m & \text{液相} \\ 0 & \text{其他相} \end{cases} \quad (10)$$

式中 N_{dc} 为每单位体积气体包含的液滴数量; \dot{m}_d 为单个液滴的蒸发速率; F_{drag} 为作用在液滴上的曳力; \dot{Q}_c 和 \dot{Q}_{lat} 分别为对流传热速率和潜热传递速率。此外,在本数值计算模型中,气相视为理想气体,并满足理想气体状态方程,即

$$p_g = \rho_g R_g T_g \quad (11)$$

式中 R_g 为理想气体常数,其值为 $8.314 \text{ J}/(\text{mol K})$; T_g 为气相的温度。

2.2 液滴相控制方程

本研究采用拉格朗日方法来求解每个液滴的轨迹。假设每个液滴都是一个温度均匀的规则球体。大量的实验研究表明,液滴受到冲击波冲击时会立即发生位移和雾化,在这个过程中液滴没有发生旋转^[20,22,23]。因此本数值模型不考虑液滴旋转。在本数值模拟中,水雾的体积分数很低,为 3.4×10^{-3} 。液滴之间的平均距离相对较大,即液滴之间的间隔比较稀疏。在这种情况下,液滴没有足够的机会发生碰撞或聚合。为此本数值模型不考虑液滴的碰撞和聚合。冲击波和液滴之间的相互作用仅持续几毫秒^[22],因此本数值计算模型中重力可以忽略不计。液滴只受到气相对液滴的曳力。液滴的控制方程包括蒸发速率方程、力平衡方程和传热方程,其表达式分别为

$$\frac{dm_d}{dt} = \dot{m}_d \quad (12)$$

$$m_d \frac{du_d}{dt} = F_{\text{drag}} \quad (13)$$

$$c_{p,d} m_d \frac{dT_d}{dt} = \dot{Q}_c + \dot{Q}_{\text{lat}} \quad (14)$$

式中 m_d , u_d , $c_{p,d}$, T_d 分别为液滴质量、液滴速度、液滴比热容和液滴温度。

爆炸冲击波的波阵面后具有很高的速度和温度,这将导致液滴的蒸发速度显著提高。将蒸发物质从液滴表面输送到气相的对流流动不容忽视。因此,本数值计算模型采用对流扩散控制模型来计算液滴的蒸发速率^[24,25],即

$$\dot{m}_d = k_c A_d \rho_g \ln(1 + B_m) \quad (15)$$

式中 k_c 为传质系数; A_d 为液滴表面积; B_m 是斯伯丁质量数(Spalding mass number)。

传质系数 k_c 由式(16)计算得到^[26,27]

$$\text{Sh} = \frac{k_c d_d}{D_{\text{H}_2\text{O},m}} = 2.0 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Sc}^{1/3} \quad (16)$$

式中 Sh 为舍伍德数; Sc 为施密特数, $\text{Sc} = \mu_g / \rho_g D_{\text{H}_2\text{O},m}$, 其中 μ_g 为动力粘度; $D_{\text{H}_2\text{O},m}$ 为蒸汽的扩散系数。

式(15)的斯伯丁质量数 B_m ^[28] 为

$$B_m = \frac{Y_s - Y_\infty}{1 - Y_s} \quad (17)$$

式中 Y_s 为液滴表面的蒸汽质量分数^[28]; Y_∞ 为气相中的蒸气质量分数。

$$Y_s = \frac{M_d X_s}{M_d X_s + M_{ed} (1 - X_s)} \quad (18)$$

式中 M_{ed} 为除去液滴表面水蒸气后混合物的平均分子量, X_s 为液滴表面水蒸气的摩尔分数。 X_s 由拉乌尔定律(Raoult's law)计算得到^[28], 即

$$X_s = X_{\text{liq}} \frac{p_{\text{sat}}}{p_s} \quad (19)$$

式中 X_{liq} 为液体的摩尔分数; p_{sat} 为饱和蒸汽压,其值用 Antoine 方程计算^[29], 即

$$\lg p_{\text{sat}} = 7.96681 - \frac{1668.21}{T_d + 228} \quad (20)$$

式(13)的液滴受的曳力 F_{drag} 为

$$F_{\text{drag}} = m_d \frac{u_g - u_d}{\tau_r} \quad (21)$$

式中 τ_r 为液滴的弛豫时间^[30]。

$$\tau_r = \frac{\rho_d d_d^2}{18 \mu_g C_d \text{Re}} \quad (22)$$

阻力系数 C_d 的计算公式为^[31]

$$C_d = \begin{cases} 0.424 & (\text{Re} > 1000) \\ \frac{24}{\text{Re}} \left(1 + \frac{1}{6} \text{Re}^{2/3}\right) & (\text{Re} \leq 1000) \end{cases} \quad (23)$$

式(14)的对流传热速率^[16]为

$$\dot{Q}_c = h A_d (T_g - T_d) \quad (24)$$

式中 h 为对流换热系数,其值通过努塞尔数 Nu (Nusselt number) 计算, 即

$$\text{Nu} = \frac{h d_d}{k_g} = \frac{\ln(1 + B_m)}{B_m} (2 + 0.6 \text{Re}^{1/2} \text{Pr}^{1/3}) \quad (25)$$

式中 Pr 为气相的普朗特数, $\text{Pr} = c_{p,g} \mu_g / k_g$ 。

式(14)的潜热传递速率^[16]为

$$\dot{Q}_{\text{lat}} = -h_d \dot{m}_d \quad (26)$$

式中 h_d 为水的潜热。

2.3 液滴雾化模型

液滴的雾化过程会导致水雾的分布和特性发生变化,从而对冲击波的衰减效果产生影响,因此,在水雾抑爆问题的数值模型中考虑液滴的雾化是必要的。本研究采用 Reit^[32] 提出的 Wave 雾化模型来计算爆炸冲击波引起的液滴雾化。该模型假定液滴的雾化时间和子液滴的大小与开尔文-亥姆霍兹不稳定性(Kelvin-Helmholtz instability)有关。子液滴半径与母液滴上增长最快的不稳定表面波的波长成正比,即

$$r = B_0 \Lambda \quad (27)$$

其中 B_0 为常数,通常取 $0.61^{[32]}$; Λ 为波长,其计算公式为^[32]

$$\frac{\Lambda}{a} = 9.02 \frac{(1 + 0.45\text{Oh}^{0.5})(1 + 0.4\text{Ta}^{0.7})}{(1 + 0.87\text{We}_d^{1.67})^{0.6}} \quad (28)$$

式中 a 为母液滴半径; Oh , Ta 和 We_d 分别是奥内佐格数、泰勒数和液滴韦伯数^[32]

$$\text{Oh} = \frac{\sqrt{\text{We}_d}}{\text{Re}}, \quad (29)$$

$$\text{Ta} = \text{Oh} \sqrt{\text{We}_g}, \quad (30)$$

$$\text{We}_g = \frac{\rho_g u_g a}{\sigma}, \quad (31)$$

式中 $\text{We}_d = \rho_d \mu_g a / \sigma$, σ 为表面张力。

母液滴半径的变化率为^[32]

$$\frac{da}{dt} = -\frac{(a-r)}{\tau_b} \quad (r \leq a) \quad (32)$$

其中 τ_b 为雾化时间^[32]

$$\tau_b = \frac{3.726 B_1 a}{\Delta \Omega} \quad (33)$$

其中 B_1 为雾化时间常数,取值为 $1.73^{[31]}$ 。 Ω 为最大不稳定波增长率^[32]

$$\Omega \sqrt{\frac{\rho_g a^3}{\sigma}} = \frac{0.34 + 0.38 \text{We}_d^{1.5}}{(1 + \text{Oh})(1 + 1.4 \text{Ta}^{0.6})} \quad (34)$$

2.4 数值算法

本研究采用的数值模拟软件为 ANSYS FLUENT(版本 21.2.0)。本文采用基于密度的求解器求解 N-S 方程组。采用有限体积法对气相方程进行离散化。对流矢量通量采用 AUSM(Advection Upstream Splitting Method) 格式进行计算^[33]。时间离散格式为二阶隐式积分格式,采用半隐式梯形积分法计算液滴轨迹。

2.5 模型验证

为了验证数值模型,在此前实验基础上进行了三维模拟^[34]。实验装置如图 1 所示。实验在一个长度为 4 m,内横截面为 180 mm 的方形激波管内进行。水雾是用喷雾系统产生的,喷洒在激波管的 1 m~4 m 范围内。水雾体积分数约为 3.4×10^{-3} 。激波管侧壁平齐安装 5 个压电式压力传感器,用于测量喷雾区域内的冲击波超压,各自的位置如图 1 所示。实验中使用了质量为 10 g 的圆柱形 TNT。激波管一端封闭,另一端打开。TNT 悬挂在激波管的中轴线上,距离封闭端 100 mm。

液滴尺寸及其分布由一台激光粒度仪测定,测量结果如图 2 所示。

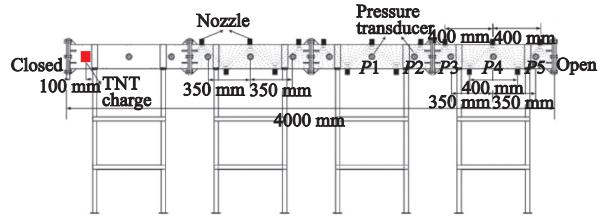


图 1 实验装置简图^[34]

Fig. 1 Schematic diagram of the experimental setup

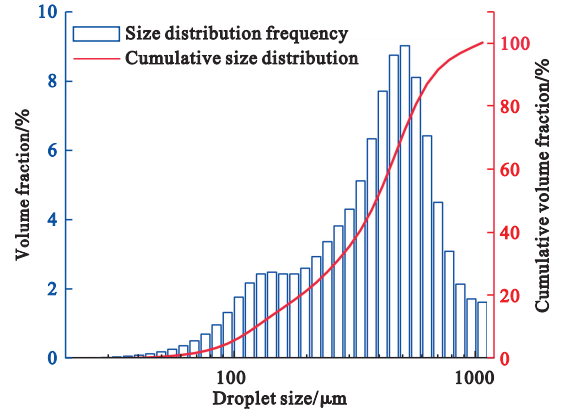


图 2 液滴的尺寸及其分布^[34]

Fig. 2 Size distributions of water droplets

图 3 为基于实验装置建立的三维计算域。计算域的尺寸与激波管的尺寸一致。根据 Blanc 等^[35]提出的压力气泡法 PBM(Pressurised Bubble Method),在计算域的左端引入一段压力为 65 MPa,密度为 34.6 kg/m^3 和体积为 $3.24 \times 10^{-4} \text{ m}^3$ 的空气域,以模拟 10 g TNT 的爆轰产物。Mohotti 等^[36]验证了 PBM 在 CFD 中模拟爆炸冲击波传播的准确性。水滴在计算域的 1 m~4 m 范围内均匀分布。

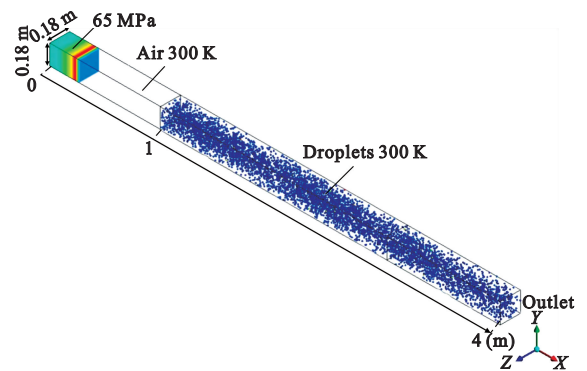


图 3 计算域和初始条件

Fig. 3 Computational domain and initial conditions

本研究采用的计算网格单元宽度恒定为 5 mm。激波管出口采用压力口边界条件,左端面 and 四周采用壁面边界条件。

在以往的数值模拟研究中,通常假设所有液滴直径相同^[16-19,37,38]。为了更准确地预测该问题,本文考虑了液滴的尺寸分布,并在数值模型中采用与实验相一致的液滴尺寸分布。Rosin-Rammler 分布是描述液体喷雾中液滴尺寸分布的一种常用方法^[39]。Rosin-Rammler 分布的表达式为

$$Y = 1 - \exp\left[-\left(\frac{d}{\bar{d}}\right)^n\right] \quad (35)$$

式中 Y 为小于给定直径 d 对应的累积体积分数; \bar{d} 是平均直径,其值为 $Y=0.632$ 时对应的液滴直径,即 $455 \mu\text{m}$ 。 n 为分布参数

$$n = \frac{\ln[-\ln(1-Y)]}{\ln(d/\bar{d})} \quad (36)$$

将图 2 的实测液滴粒径分布代入式(36)并求平均,即可得到 n 的值为 2.1。

图 4 对比了计算得到的 Rosin-Rammler 分布和实验测得的尺寸分布。可以看出,二者吻合得很好,表明 Rosin-Rammler 分布可以准确地描述实际的液滴尺寸分布。

表 2 对比了有无水雾情况下,实验得到的冲击波超压峰值。可以看出,在每个压力测量点,水雾的存在均导致冲击波超压降低,衰减率在 $50\% \sim 78\%$ 。表 3 对比了有无水雾的情况下,实验和数值模拟得到的超压峰值。实验与数值模拟的相对误差大多小于 15% 。

与本数值模拟相关的气相和液滴的物理性质列入表 1。

图 5 对比了没有水雾的情况下,5 个测量点的压力曲线实验值和数值模拟值。图中的时间零点定义为冲击波到达压力测量点 $P1$ 的时间。可以

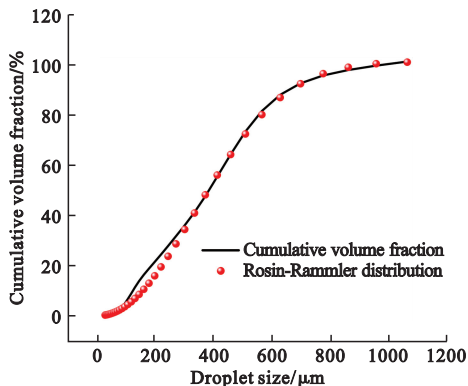


图 4 实际液滴体积分数和 Rosin-Rammler 分布

Fig. 4 Actual droplets volume fraction and Rosin-Rammler distribution

表 1 气相与液相的物理性质

Tab. 1 Physical properties for gas phase and droplets

Symbol	Value
k_g	$0.0454/\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
μ_g	$1.72 \times 10^{-5}/\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
μ_d	$0.001003/\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
$c_{p,g}$	$1007/\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
$c_{p,d}$	$4182/\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
h_d	$2263073/\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
σ	$0.072/\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$
T_{g0}	$300/\text{K}$
T_{d0}	$300/\text{K}$
T_{vap}	$284/\text{K}$

注: T_{g0} 为气相初始温度; T_{d0} 为液滴初始温度; T_{vap} 为液滴的蒸发温度。

表 2 有无水雾的情况下各个测点的压力峰值

Tab. 2 Peak pressure of each measuring point with and without water mist

Station	W/ water mist/kPa	W/O water mist/kPa	Relative change/%
P1	727	364	-49.9
P2	624	262	-58.0
P3	531	185	-65.2
P4	456	137	-70.0
P5	399	89	-77.7

表 3 超压峰值的实验值和数值模拟值对比

Tab. 3 Comparison of the experimental value and the numerical value of the peak overpressure

Without water mist			
Station	Exp/kPa	Num/kPa	Relative error/%
P1	727	632	-13
P2	624	563	-10
P3	531	514	-3
P4	456	466	2
P5	399	426	7
Without water mist			
Station	Exp/kPa	Num/kPa	Relative error/%
P1	364	379	4
P2	262	260	-0.8
P3	185	203	10
P4	137	149	9
P5	89	122	37

看出,数值模拟得到的超压曲线以及冲击波达到时间与实验符合得很好,这验证了采用PBM方法模拟激波管内爆炸冲击波传播的准确性。图6对比了有水雾的情况下,5个测量点的压力曲线实验值和数值模拟值。可以看出,P1~P3测点的模拟结果与实验结果吻合较好。然而,测点P5的超压峰值比实验值大了37%,测点P4和P5的模拟冲击波到达时间略晚。对比图5和图6可以发现,有水雾的情况下,冲击波的压力曲线分为两个阶段上升,曲线的上升时间也显著增加。压力曲线的第一个上升阶段为在水雾区域内透射冲击波的压力。而第二个上升阶段则是液滴与气相之间的弛豫过程导致的。液滴与气相之间的弛豫过程指的是液滴与气相达到一个动量、热量平衡的过程。液滴群受到冲击波冲击后,液滴群会在冲击波后诱导气流的作用下开始发生运动,这会使诱导气流的流动受到阻滞,气流速度降低,这最终导致压力继续上升,对应着第二个压力上升阶段^[6,34]。

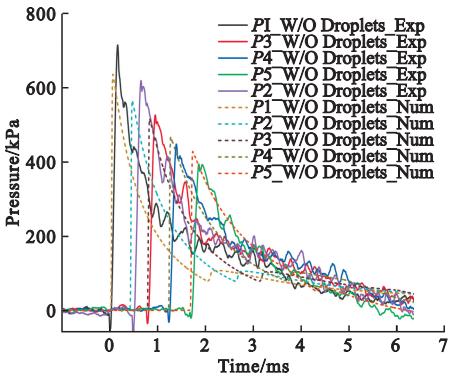


图5 无水雾的情况下各个测点的超压-时间曲线
Fig. 5 Overpressure-time histories at each station without water mist

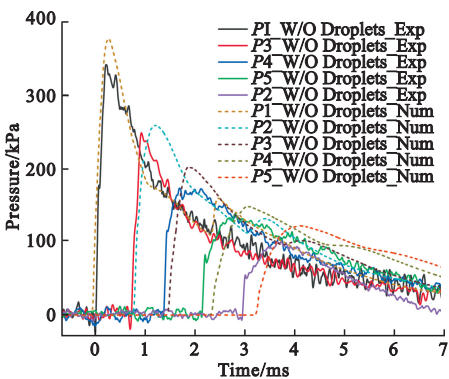


图6 有水雾的情况下各个测点的超压-时间曲线
Fig. 6 Overpressure-time histories at each station with water mist

实验结果与数值结果之间的差异源于两个因素。首先,在实验中,部分水滴附着在激波管壁上,

而在数值模拟中,所有水滴都悬浮在空气中。第二,在数值模拟中,液滴在计算域中的空间分布是均匀的,而实验中水雾由喷头生成,水雾的体积分数在管内的空间分布并不是完全均匀的。但总体而言,实验结果与数值模拟结果仍然保持着较高的一致性。这证明了本文建立的数值模型的有效性。

3 冲击波和液滴的行为

图7呈现了有水雾的情况下激波管中轴线上气相压力的 $x-t$ 图。图中时间零点为数值计算开始的时刻。图中的白色虚线为空气-水雾区域交界面(下文简称交界面),黄色的虚线为激波的波系结构。可以看出,入射冲击波在 $t=0.5$ ms时抵达交界面,入射冲击波在交界面分为反射冲击波和透射冲击波。透射冲击波进入喷雾区域沿着下游继续运动,运动的速度随着传播距离的增加逐渐减小。在透射冲击波的推动下,雾滴受到加速,因此交界面跟随透射冲击波向下游移动。反射冲击波沿着上游传播,在 $t=2.2$ ms时刻抵达激波管左端面并形成二次反射冲击波,二次反射冲击波沿着下游传播。然而,在实验得到的超压曲线(图6)中没有观察到二次反射冲击波。这种差异可以归因于实验和模拟之间空气-水雾界面上液滴分布的差异。在数值模拟的情况下,液滴均匀分布在交界面,形成一道平行于入射冲击波的致密液滴墙,如图8所示。当激波与单个液滴相互作用时,在液滴迎风面会形成弧形反射激波^[22]。在交界面处的每个液滴迎风面形成的弧形反射激波汇聚,形成一道完整的反射激波。然而在实验的情况下,水雾由喷嘴生成,因此交界面是倾斜于入射冲击波的。此外,液滴在界面处非常稀疏且分布不均匀。这两个原因导致在实验的情况下交界面处无法形成完整的反射冲击波。

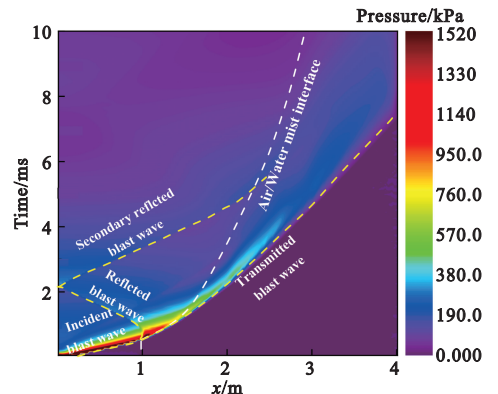


图7 激波管中轴线上超压的 $x-t$ 图
Fig. 7 $x-t$ diagram of the overpressure on the central axis of a shock tube

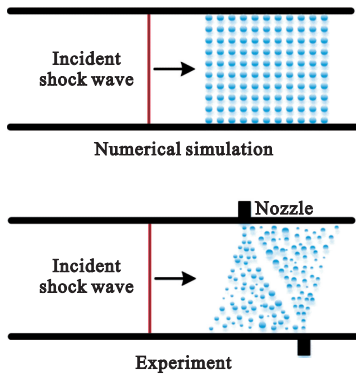


图8 实验和数值模拟的情况下空气-水雾交界面
Fig. 8 Difference between the air-water mist interface in experimental and numerical situations

图9呈现了有水雾的情况下激波管中轴线上气相温度的 $x-t$ 图。图中同样可以观察到与图7一样的波系结构。值得注意的是,交界面左侧的温度显著高于右侧,这表明爆轰产物的热量聚集在交界面的左侧,无法进入喷雾区域。Kong等^[3]在一个密闭的舱室内进行了水雾抑爆实验并测量了舱室内的温度。结果表明水雾显著降低了舱室内的温度。数值模拟的结果和Kong等^[3]的实验结果均表明水雾对爆炸释放的热量起到有效的阻滞和吸收作用。

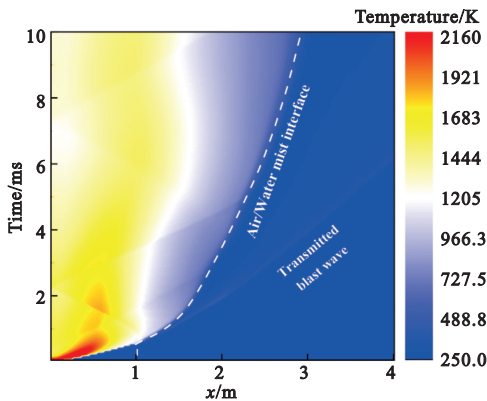


图9 激波管中轴线上气相温度的 $x-t$ 图
Fig. 9 $x-t$ diagram of the temperature on the central axis of a shock tube

图10显示了在 $t=1, 2, 3, 4$ ms时,液滴和气相的温度与速度分布云图。 $t=1$ ms时,从气相的温度与速度分布云图可以发现,透射冲击波已经进入喷雾区域内,交界面的左侧可以观察到反射冲击波。从液滴的温度与速度分布云图可以发现,在波阵面后,水滴发生了雾化,导致子水滴数量显著增加。波阵面后的液滴受到波阵面后诱导气流的推动做加速运动,同时,液滴受热气流加热而温度升高。 $t=2$ ms, 3 ms, 4 ms时,随着透射冲击波的传播,波阵面后的气相速度和温度逐渐降低。与此相

对应的是,液滴的速度和温度进一步增加。显然,液滴在与冲击波相互作用的过程中从气相中获得了动能和热量,这导致气相的动能和热量降低,最终导致冲击波强度衰减。

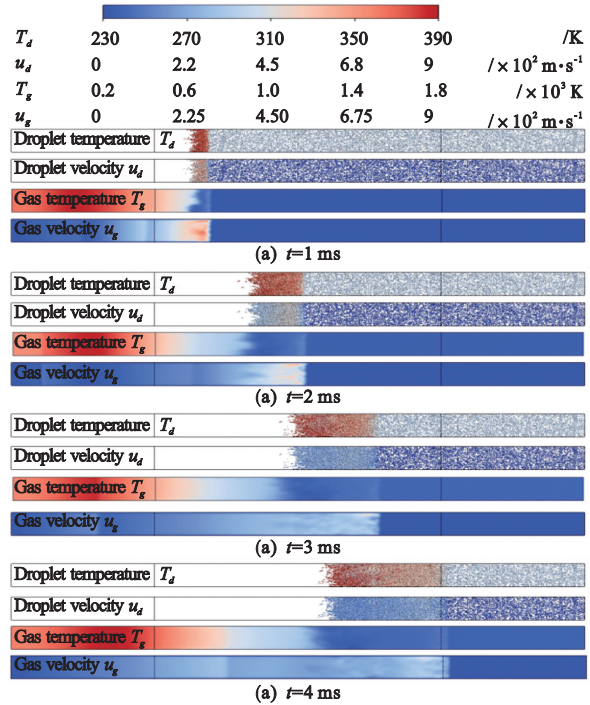


图10 液滴和气相的速度和温度分布
Fig. 10 Velocity and temperature distributions of both the droplets and gas phase

图11定量地对比了气相和液滴在 $t=1$ ms, 2 ms, 3 ms和 4 ms时的速度幅值。图中黑色曲线代表气相的速度,红色点代表液滴的速度。图中气相速度出现阶跃变化的地方即为透射冲击波波阵面的位置。在 $t=1$ ms时(图11(a)),气相的最大速度出现在透射冲击波波阵面处,为 593 m/s ;液滴在波阵面后诱导气流的气动力作用下立即加速,部分液滴的速度超过了气相的速度,最高瞬时速度达到了 750 m/s 。也可以观察到部分液滴速度低于气相速度。这些受到加速的液滴之间存在速度差异是由于其直径不同,导致阻力系数和受到的阻力不同。这强调了在数值模拟中考虑液滴尺寸分布的必要性。在 $t=2$ ms, 3 ms和 4 ms时,液滴不断从气相吸收动量,导致波阵面后气相的最大速度持续减小,分别为 466 m/s , 330 m/s 和 285 m/s 。

图12定量地对比了气相和液滴在 $t=1$ ms, 2 ms, 3 ms和 4 ms时的温度。图中黑色曲线代表气相的温度,红色点代表液滴的温度。图中气相温度出现阶跃变化的地方即为波阵面的位置。可以看出水雾区域内的气相温度明显低于水雾区域左侧。

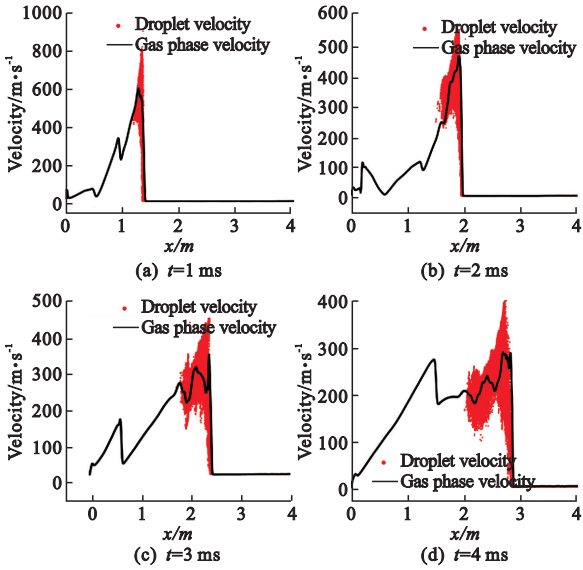


图 11 气相和液滴的速度比较

Fig. 11 Comparisons of the velocity for the gas phase and droplets

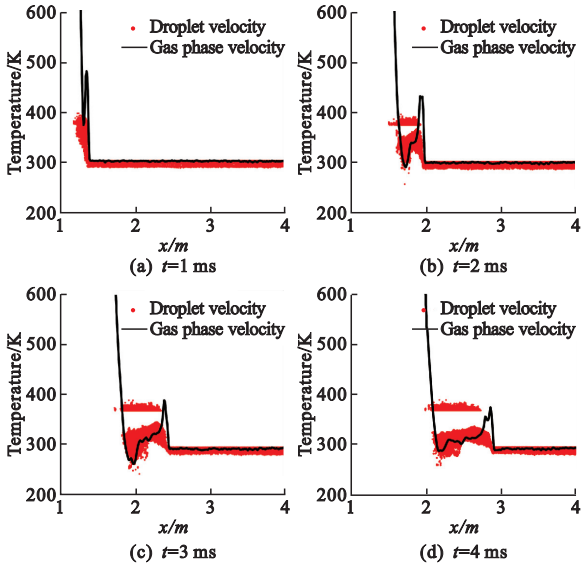


图 12 气相和液滴的温度比较

Fig. 12 Comparisons of the temperature for the gas phase and droplets

在 $t=1\text{ ms}$ 时,液滴在波阵面后开始受到加热,其温度范围为 $300\text{ K}\sim 385\text{ K}$,显然部分液滴的温度已经达到和超过了水在标准大气压下的沸点 373 K ;这是气相压力的增加使水的沸点升高导致的。在 $t=2\text{ ms}, 3\text{ ms}$ 和 4 ms 时,同样可以观察到部分液滴的温度处于和高于沸点。随着透射冲击波的传播,喷雾区域内气相的温度进一步降低。在 $t=2\text{ ms}, 3\text{ ms}$ 和 4 ms 时,喷雾区域的内气相的最高温度分别降低到 $430\text{ K}, 394\text{ K}$ 和 379 K 。

4 气相与液滴之间的能量传递过程

为了定量理解爆炸衰减机理,本文计算了气相

与液滴之间的质量源项 S_m 、动量源项 S_M 、能量源项 S_e 随时间的变化。

图 13 呈现了动量源项 S_M 随时间的变化。 S_M 如式(8)所示,可以看出, S_M 等于所有液滴所受阻力 F_{drag} 的总和,代表了气相与液滴之间的动量传递效率。因为数值模型是三维的,所以 S_M 包含 x, y 和 z 三个方向的分量。在 $t=0.5\text{ ms}$ 时,入射冲击波到达交界面,液滴和气相之间开始发生动量交换。因此, x 方向的 S_M 从 0 迅速增加到最大值 $53.8\times 10^3\text{ kg}\cdot\text{m}/\text{s}^2$ 。然而, y 和 z 方向上的 S_M 始终保持为 0。这意味着动量交换只发生在 x 方向。 S_M 等于所有液滴所受阻力 F_{drag} 的总和,根据 F_{drag} 的表达式(21), F_{drag} 正比于气相与液滴的速度差。然而,随着透射冲击波在水雾内传播,气相的速度逐渐减小(如图 11 所示)。这降低了动量传递的效率。因此, x 方向上的 S_M 在达到最大值后逐渐减小。

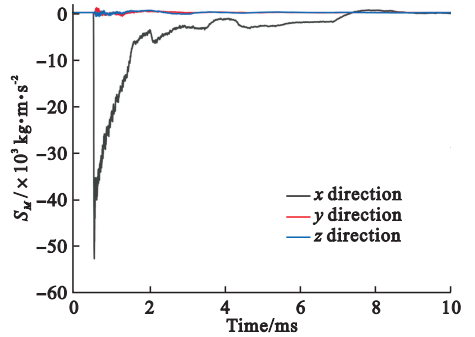


图 13 气相与液滴之间的动量源项 S_M

Fig. 13 Momentum source term S_M between the gas phase and the water droplets

图 14 呈现了能量源项 S_e 、对流传热速率 \dot{Q}_c 和潜热传递速率 \dot{Q}_{lat} 随时间的变化。从 S_e 的表达式(9)可以看出, S_e 等于 \dot{Q}_c 和 \dot{Q}_{lat} 的和,其代表气相与液滴之间能量传递的效率。在 $t=0.5\text{ ms}$ 时,入射冲击波到达空气-水雾交界面,波阵面后高温的气流开始通过对流换热将热量传递给液滴。因此, \dot{Q}_c 在 $t=0.5\text{ ms}$ 时迅速增加,在 $t=0.6\text{ ms}$ 时达到最大值 71 MW ,随后逐渐降低。 \dot{Q}_c 的降低有两个原因,一是对流换热系数 h 的减小,对流换热系数 h 受与液滴表面接触的气相速度的强烈影响,二者成正相关;二是气相和液滴之间温差的减小,根据 \dot{Q}_c 的表达式(24), \dot{Q}_c 与 h 和气相与液滴的温度差呈正相关,然而,随着透射冲击波的传播,其背后气流的温度和速度不断降低(如图 11 和图 12 所示),导致对流换热效率下降。

潜热传递速率 \dot{Q}_{lat} 在数值计算开始时,其值增加到 100 MW 后逐渐减小。这是液滴与气相刚接触时,通过组分浓度差使气液两相系统达到气液平衡状态导致的。在 $t=0.5$ ms 时,冲击波到达空气-水雾交界面,液滴在对流作用下剧烈蒸发, \dot{Q}_{lat} 开始迅速增加直至达到峰值 283 MW。 \dot{Q}_{lat} 到达峰值后开始减小,同样,这也是由于透射冲击波衰减导致波阵面后气相速度与温度降低,进而影响液滴蒸发速率的下降。

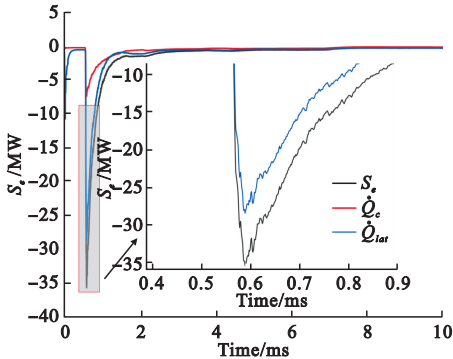


图 14 气相与液滴之间的能量源项 S_e 、显热传热率和潜热传热率

Fig. 14 Energy source term S_e , sensible heat transfer rate and latent heat transfer heat rate

5 结 论

本文旨在探究水雾对爆炸冲击波的衰减机理,以及水雾对冲击波能量和动量的耗散过程。为此,本文基于欧拉-拉格朗日方法对水雾与爆炸冲击波的相互作用过程进行了三维数值模拟。建立的数值模型考虑了相间质量、动量和能量交换、液滴雾化和尺寸分布。数值模拟的结果揭示了水雾抑爆的机理、爆炸冲击波在水雾内的传播特征、两相之间的相互作用以及动量传递和能量传递的细节。结果表明,一方面水雾能够有效阻挡爆炸释放的热量,这不仅可以降低周围环境温度,还可以减少爆炸火球对其他物体的传热量。另一方面,当冲击波通过空气-水雾交界面时,会发生反射和透射现象,表明水雾对入射冲击波起到一定的反射作用。另外,雾滴通过动量提取、蒸发和对流换热吸收透射冲击波的能量,致使冲击波强度削弱。空气-水雾交界面是冲击波与水雾之间动量和能量传递效率最高的位置。由于冲击波的衰减,波阵面后的气流速度和温度会不断降低,从而导致冲击波与水雾之间的动量和能量传递效率逐渐降低。

参考文献(References):

- [1] 高俊宏,李亮,范小琳,等. 爆炸冲击波生物毁伤效应研究进展[J]. 军事医学, 2023, **47**(6): 468-472. (GAO Jun-hong, LI Liang, FAN Xiao-lin, et al. Research progress in biological damage effects of blast shock waves[J]. *Military Medical Sciences*, 2023, **47**(6): 468-472. (in Chinese))
- [2] 刘江虹,廖光旭,范维澄,等. 细水雾灭火技术及其应用[J]. 火灾科学, 2001, **10**(1): 34-38. (LIU Jiang-hong, LIAO Guang-xuan, FAN Wei-cheng, et al. Introduction of water mist fire suppression technique[J]. *Fire Safety Science*, 2001, **10**(1): 34-38. (in Chinese))
- [3] Kong X S, Zhou H, Zheng C, et al. An experimental study on the mitigation effects of fine water mist on confined-blast loading and dynamic response of steel plates[J]. *International Journal of Impact Engineering*. 2019, **134**: 103370.
- [4] Schunck T, Bastide M, Eckenfels D, et al. Blast mitigation by water mist: The effect of the detonation configuration[J]. *Shock Waves*, 2020, **30**(6): 629-644.
- [5] Jiba Z, Sono T J, Mostert F J. Implications of fine water mist environment on the post-detonation processes of a PE4 explosive charge in a semi-confined blast chamber[J]. *Defence Technology*, 2018, **14**(5): 366-372.
- [6] Chauvin A, Jourdan G, Daniel E, et al. Experimental investigation of the propagation of a planar shock wave through a two-phase gas-liquid medium[J]. *Physics of Fluids*, 2011, **23**(11): 113301.
- [7] Jourdan G, Biamino L, Mariani C, et al. Attenuation of a shock wave passing through a cloud of water droplets[J]. *Shock Waves*, 2010, **20**(4): 285-296.
- [8] 刘贵兵,侯海量,朱锡,等. 液滴对爆炸冲击波的衰减作用[J]. 爆炸与冲击, 2017, **37**(5): 844-852. (LIU Gui-bing, HOU Hai-liang, ZHU Xi, et al. Attenuation of shock wave passing through liquid droplets[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2017, **37**(5): 844-852. (in Chinese))
- [9] 胡洋,李士军,李奇. 水幕衰减爆炸冲击波数值研究[J]. 舰船科学技术, 2020, **42**(7): 61-64. (HU Yang, LI Shi-jun, LI Qi, Attenuation of shock wave passing through water curtain[J]. *Ship Science and Technology*, 2020, **42**(7): 61-64. (in Chinese))
- [10] Bailey J L, Farley J P, Williams F W, et al. Blast Miti-

- gation Using Water mist[R]. NRL Report, 2006.
- [11] Willauer H D, Ananth R, Farley J P, et al. Blast Mitigation Using Water Mist: Test Series II[J]. *NRL Report*, 2009.
- [12] 叶经方,董刚,解立峰.管道内水雾对冲击波衰减作用的实验研究[J]. *爆破器材*, 2006, **35**(5): 1-4. (YE Jing-fang, DONG Gang, XIE Li-feng. Experimental investigation of shock wave decay by water mist in duct[J]. *Explosive Materials*, 2006, **35**(5): 1-4. (in Chinese))
- [13] 陈鹏宇,侯海量,刘贵兵,等.水雾对舱内装药爆炸载荷的耗散效能试验研究[J]. *兵工学报*. 2018, **39**(5): 927-933. (CHEN Peng-yu, HOU Hai-liang, LIU Gui-bing, et al. Experimental investigation on mitigating effect of water mist on the explosive shock wave inside cabin[J]. *Acta Armamentarii*, 2018, **39**(5): 927-933. (in Chinese))
- [14] 张晓忠,孔福利,王启睿,等.内爆炸情况下通道中水雾对冲击波的衰减效应研究[J]. *防护工程*, 2011, **33**(1): 6-10. (ZHANG Xiao-zhong, KONG Fu-li, WANG Qi-rui, et al. Study on shock wave attenuation effects of water fog in channel under internal detonation[J]. *Protective Engineering*, 2011, **33**(1): 6-10. (in Chinese))
- [15] 孔祥韶,王子棠,况正,等.密闭空间内爆炸载荷抑制效应实验研究[J]. *爆炸与冲击*, 2021, **41**(6): 24-37. (KONG Xiang-shao, WANG Zi-tang, KUANG Zheng, et al. Experimental study on the mitigation effects of confined-blast loading[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2021, **41**(6): 24-37. (in Chinese))
- [16] Huang Z W, Zhang H W. On the interactions between a propagating shock wave and evaporating water droplets[J]. *Physics of Fluids*, 2020, **32**(12): 123315.
- [17] Sugiyama Y, Tamba T, Ohtani K. Numerical study on a blast mitigation mechanism by a water droplet layer: Validation with experimental results, and the effect of the layer radius[J]. *Physics of Fluids*, 2022, **34**(7): 076104.
- [18] Shibue K, Sugiyama Y, Matsuo A. Numerical study of the effect on blast-wave mitigation of the quasi-steady drag force from a layer of water droplets sprayed into a confined geometry[J]. *Process Safety and Environmental Protection*, 2022, **160**: 491-501.
- [19] Sugiyama Y, Shibue K, Matsuo A. The blast mitigation mechanism of a single water droplet layer and improvement of the blast mitigation effect using multilayers in a confined geometry[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 2023, **159**: 104322.
- [20] Guildenbecher D R, López-Rivera C, Sojka P E. Secondary atomization[J]. *Experiments in Fluids*, 2009, **46**(3): 371-402.
- [21] 王超,吴宇,施红辉,等.液滴在激波冲击下的破裂过程[J]. *爆炸与冲击*. 2016, **36**(1): 129-134. (WANG Chao, WU Yu, SHI Hong-hui, et al. Breakup process of a droplet under the impact of a shock wave[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2016, **36**(1): 129-134. (in Chinese))
- [22] Sharma S, Pratap Singh A, Srinivas Rao S, et al. Shock induced aerobreakup of a droplet[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2021, **929**: A27.
- [23] 肖毅,施红辉,吴宇,等.激波与液滴作用的空气动力学现象的实验研究[J]. *浙江理工大学学报*. 2013, **30**(2): 203-207. (XIAO-Yi, SHI Hong-hui, WU Yu, et al. Experimental study on aerodynamic phenomenon of interaction between shock wave and liquid drop[J]. *Journal of Zhejiang Sci-Tech University*, 2013, **38**(2): 203-207. (in Chinese))
- [24] Miller R S, Harstad K, Bellan J. Evaluation of equilibrium and non-equilibrium evaporation models for many-droplet gas-liquid flow simulations[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1998, **24**(6): 1025-1055.
- [25] Sazhin S S. Advanced models of fuel droplet heating and evaporation[J]. *Progress in Energy and Combustion Science*, 2006, **32**(2): 162-214.
- [26] Ranz W E, Marshall W R. Evaporation from drops, part I[J]. *Chemical Engineering Progress*. 1952, **48**(3): 141-146.
- [27] Ranz W. Evaporation from drops part I & II[J]. *Chemical Engineering Progress*, 1952, **48**(3): 141-146.
- [28] Abramzon B, Sirignano W A. Droplet vaporization model for spray combustion calculations[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1989, **32**(9): 1605-1618.
- [29] Thomson G W. The antoine equation for vapor-pressure data[J]. *Chemical Reviews*, 1946, **38**(1): 1-39.
- [30] Gosman A D, Ioannides E. Aspects of computer simulation of liquid-fuelled combustors [A]. 19th Aerospace Sciences Meeting[C]. 1981.
- [31] Liu A B, Mather D, Reitz R D. Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays[A]. SAE Technical Paper Serie[C]. 1993.

- [32] Reitz R D. Mechanisms of atomization processes in high-pressure vaporizing sprays[J]. 1988.
- [33] Liou M S, Steffen C J. A new flux splitting scheme [J]. *Journal of Computational Physics*, 1993, **107** (1):23-39.
- [34] 赵家兴, 李 奇, 张 亮, 等. 水雾对爆炸冲击波衰减效应的实验研究[J]. *爆炸与冲击*, 2023, **43**(10):174-184. (ZHAO Jia-xing, LI Qi, ZHANG Liang, et al. Experimental study on mitigation effects of water mist on blast wave[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2023, **43**(10):174-184. (in Chinese))
- [35] Blanc L, Santana Herrera S, Hanus J L. Simulating the blast wave from detonation of a charge using a balloon of compressed air[J]. *Shock Waves*, 2018, **28**(4):641-652.
- [36] Mohotti D, Wijesooriya K, Weckert S. A simplified approach to modelling blasts in computational fluid dynamics(CFD) [J]. *Defence Technology*, 2023, **23**:19-34.
- [37] Yeom G S, Chang K S. Dissipation of shock wave in a gas-droplet mixture by droplet fragmentation[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2012, **55**(4):941-957.
- [38] Ananth R, Willauer H D, Farley J P, et al. Effects of fine water mist on a confined blast[J]. *Fire Technology*, 2012, **48**(3):641-675.
- [39] Rosin P, Rammler E. The laws governing the fineness of powdered coal[J]. *J. Inst. Fuel*, 1933, **7**:29-36.

Investigation on blast mitigation mechanism by water mist

ZHAO Jia-xing, LIU Song-han, JIANG Lin*

(School of Mechanical Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: This study aims to investigate the attenuation mechanism of water mist on blast waves and the dissipation process of energy and momentum in the water mist. To achieve this goal, a three-dimensional numerical simulation of the interaction between water mist and a blast wave is carried out based on Euler-Lagrange method. The propagation characteristics of the blast wave in the water mist, as well as the heat transfer, mass transfer, and momentum transfer between droplets and the energy released by the explosion, were analyzed. The established numerical model takes into account the mass, momentum, and energy transfer between the gas phase and the droplet phase, as well as droplet atomization, and for the first time considers the size distribution of the droplets. The research results demonstrate that water mist can effectively block the heat released by explosions. When the blast waves pass through the air-water mist interface, both reflection and transmission phenomena occur. The water mist absorbs energy through processes such as momentum extraction, evaporation, and convective heat transfer by droplets, resulting in the weakening of the blast waves. The air-water mist interface is the location with the highest efficiency of momentum and energy transfers between blast waves and water mist. Due to the attenuation of blast waves, the velocity and temperature of the airflow behind the shock front gradually decrease, leading to a gradual reduction in the efficiency of momentum and energy transfers between the blast waves and water mist.

Key words: water mist; blast wave; blast mitigation; Euler-Lagrange method; dissipation of energy