面向切削冷却的高压CO_2射流马赫盘结构优化调控

朱利斌[1,2*] 陈冠宇[1,2] 程 鹏[3] 赵 旭[1,2]
1.合肥工业大学机械工程学院,合肥,230009
2.机械工业绿色设计与制造重点实验室,合肥,230009
3.安徽省招标集团股份有限公司,合肥,230051

摘要:通过计算流体动力学和实验研究系统分析了高压CO_2冷却射流的马赫盘结构特性并构建了马赫盘结构与质量流量、喷嘴直径和压力的关系式。基于SST k-ω湍流模型和欧拉两相流方法,建立含CO_2凝结相的数值模型,并通过实验验证了模型的可靠性。研究结果表明:马赫盘位置和直径的仿真平均误差分别为5.34%和4.92%;针对常用马赫盘结构经验公式,比例系数C_L约为0.52(低于常规气体0.6454),马赫盘直径系数α约为1.164;此外,质量流量对马赫盘结构的影响较压力更为显著,通过调节喷嘴直径和压力组合可实现马赫盘结构的优化控制。

关键词:高压CO_2射流;马赫盘;计算流体动力学;马赫盘经验公式;切削冷却
中图分类号:O358
DOI:10.3969/j.issn.1004-132X.2026.10.018 **开放科学(资源服务)标识码(OSID)**:

Optimization and Regulation of Mach Disk Structure in High-pressure CO_2 Jet for Cutting Cooling

ZHU Libin[1,2*] CHEN Guanyu[1,2] CHENG Peng[3] ZHAO Xu[1,2]
1.School of Mechanical Engineering, Hefei University of Technology, Hefei, 230009
2.Key Laboratory of Green Design and Manufacturing of Mechanical Industry, Hefei, 230009
3.Anhui Tendering Group Co., Ltd., Hefei, 230051

Abstract: The structural characteristics of the Mach disk in high-pressure CO_2 jets were systematically analyzed through CFD and experimental investigations, and the relational expression between the Mach disk structure and the mass flow rate, nozzle diameter, and pressure was established. A numerical model incorporating the CO_2 condensed phase was developed using the SST k-ω turbulence model and the Eulerian two-phase flow approach, and its reliability was experimentally validated. The results indicated that the average simulation errors for the Mach disk position and diameter were 5.34% and 4.92%, respectively. For the widely used empirical formula of the Mach disk structure, the proportional coefficient C_L was approximately 0.52 (lower than the conventional gas value of 0.6454), while the Mach disk diameter coefficient α was about 1.164. Furthermore, it was found that the mass flow rate had a more significant influence on the Mach disk structure than pressure, and effective control of the Mach disk structure could be achieved by adjusting the combination of nozzle diameter and pressure.

Key words: high-pressure CO_2 jet; Mach disk; computational fluid dynamics(CFD); empirical formula of Mach disk; cutting cooling

0 引言

作为具备低温冷却和绿色润滑特性的先进工艺,高压二氧化碳微量润滑(CO_2-MQL)技术在提高切削热传导效率和材料去除能力方面具有显著优势[1]。相比传统冷却介质,高压CO_2冷却速度快、成本较低,且无毒环保、操作安全[2]。高压CO_2射流中的马赫盘结构对流场速度、温度分布等参数具有关键影响,是决定冷却性能和加工效果的重要因素[3]。因此,揭示高压CO_2射流中马赫盘结构形成机制,对优化切削冷却效果具有重要意义。

目前,高压CO_2射流研究主要集中于射流性能和传热特性。YOKOZEKI[4]研究了CO_2压力变化对润滑油溶解特性的影响;MAHAPATRO等[5]分析了CO_2压力对冷却性能的影响;KIM等[6]研究了CO_2射流冲击换热特性;ZHANG等[7]分析了高压CO_2泄漏过程中的流场演化规律。上述研

收稿日期:2025-08-25
基金项目:安徽省自然科学基金(2408085ME125);中央高校基本科研业务费专项资金(JZ2025HGTB0192);国家自然科学基金(51905144)

究为CO_2冷却技术应用提供了基础，但针对射流内部结构特征，尤其是超声速射流中马赫盘形成与演化规律的研究仍较少。

马赫盘是欠膨胀超声速射流中膨胀波与压缩波相互作用形成的典型结构，广泛存在于气体喷流和推进系统中[8]。CRIST等[9]通过实验研究了多种气体射流（包括氦气、氮气、CO_2等）的马赫盘结构，并建立了基于压力比的预测模型。马赫盘位置比例系数大多在0.62～0.67之间，常取值0.6454[8]。由于CO_2具有较低比热比和较高密度等特殊热物性，故其射流结构与常规气体存在差异。HU等[10]在超临界CO_2射流实验中发现，其马赫盘结构比例系数偏离传统预测值；LIU等[11]利用经验模型对不同CO_2流场仿真模型进行对比并指出，采用传统模型预测CO_2射流结构可能产生较大误差；PU等[12]也发现CO_2射流结构参数与传统模型存在明显差异，但未系统建立喷嘴参数与马赫盘结构之间的数学关联。

现有CO_2马赫盘研究多针对管道泄漏等大尺度高压工况，与切削冷却过程中小直径喷嘴、高压射流条件存在明显区别。通常情况下，研究人员通过实验测量射流马赫盘位置和直径，并拟合得到马赫盘结构参数与喷嘴直径、流体滞止压力与环境压力的压力比之间的比例关系。然而，这类经验关系主要依赖实验数据，缺少结合马赫盘形成机理、计算流体动力学（CFD）模拟与实验验证的系统预测方法。此外，质量流量作为反映射流强度和冷却能力的重要参数，在马赫盘结构预测中的作用需进一步研究[13]。

本文聚焦适用于切削冷却环境下的小直径高压CO_2喷嘴，研究其射流结构中马赫盘的位置和直径特征，构建基于喷射参数（质量流量、喷嘴直径与压力）的预测模型。通过引入SST k-ω湍流模型和考虑CO_2的凝结相变化，建立多相流动的CFD仿真系统，并在实验基础上对模型进行了验证与优化。建立一种具有较高预测能力的马赫盘结构分析方法，为高压CO_2射流在切削冷却中的性能提高与结构调控提供理论支撑与应用参考。

1　CFD数值建模和仿真方法

本文流场使用CFD工具ANSYS FLUENT 2022 R1进行建模与求解。该软件基于有限体积法（FVM），将描述流体运动的偏微分控制方程进行离散化处理。所模拟的流动过程遵循质量守恒、动量守恒（Navier-Stokes方程）与能量守恒三项基本物理定律。由于高压CO_2膨胀经历了相变过程，因此流体的质量守恒方程在原有的基础上增加了质量源项，计算表达式如下：

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho_v u_i)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_v u_j)=S_m \tag{1}$$

$$S_m=-m \tag{2}$$

式中：u_i、u_j分别为x和y方向上的速度分量；x_i、x_j分别为x和y方向上的位置坐标；ρ_v为气相密度；S_m为质量源项；m为单位时间单位体积内凝结的液滴质量。

动量守恒方程表达式的微分形式及添加的动量源项如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v u_i)\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_v u_i u_j)=-\frac{\partial p}{\partial x_i}+\frac{\partial}{\partial x_j}\left[\mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_j}{\partial x_j}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial x_j}(-\rho\overline{u_i'u_j'})+S_u \tag{3}$$

$$S_u=-mu_i \tag{4}$$

式中：p为静压；δ_{ij}为Kronecker delta数；u_i'、u_j'分别为x和y方向上的速度波动；ρ为混合相密度；S_u为动量源项；μ为动力黏度。

流体的能量守恒方程表达式的微分形式及添加的动量源项如下：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v E)+\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho_v u_j E+u_j p)=\frac{\partial}{\partial x_j}(\lambda_{eff}\frac{\partial T}{\partial x_j}+u_i\tau_{eff})+S_h \tag{5}$$

$$S_h=m(h_{lv}-h) \tag{6}$$

式中：E为总能量；h为总焓；T为流体温度；τ_{eff}为有效应力；λ_{eff}为有效热导率；h_{lv}为凝结潜热；S_h为能量源项。

以上述三大守恒定律方程为依托，采用本构与闭合模型体系，在流体本构、状态方程与热物性关联的基础上，结合相变模型以及湍流模型来实现方程闭合，并对高压CO_2射流流场的结构特征进行系统仿真分析。

1.1　CO_2气-液控制模型

在进行压缩态CO_2射流的数值模拟时，由于焦耳-汤姆孙效应的存在，CO_2在膨胀过程中会经历剧烈的相变。为模拟该现象，本文将喷嘴出口处的液相和固相CO_2视作气态CO_2的凝结产物，并等效为液相处理。其原因是，在高压CO_2快速膨胀的过程中，气体会经历从高压气态到过冷液态甚至固态的相变，而固态CO_2颗粒的生成量很少且粒径极其微小，其生成速率远低于液滴凝结速率，对整体流动与能量交换影响可忽略，所以在欠膨胀射流模型中，可以将固相视作液相的延伸状态并等效处理为同一凝结相[11]。在相变建模过程中，通过用户自定义函数（UDF）引入源项以构建新相，形成基于欧拉-欧拉气液两相流方法的多相流模型，并进一步建立液相质量守恒方程以描述液体行为。其中，流体按可压缩牛顿流体处理，采用Stokes[14]假设，热通量遵循傅里叶定律。液

滴的成核速率采用由Girshick提出并经Lamanna修正的内部一致经典成核理论(ICCT)[15]模型计算,其数学表达如下:

$$J=\rho_l\sqrt{\frac{2\sigma}{\pi m_g}}\exp\left(-\frac{16\pi\sigma^3}{3k_B^3T^3(\ln S)^2}\right) \tag{7}$$

式中:J为液滴成核速率;ρ_l为CO_2液相的密度;σ为液滴的表面张力;m_g为单个CO_2分子质量;k_B为Boltzmann常数;S为过饱和度。

随着气态CO_2凝结核的形成,液滴将进入生长阶段。因生成液滴体积较小、数量有限,故本文忽略液滴之间的聚并与碰撞,仅关注单个液滴与气体之间的质量与热量交换过程。液滴生长速率采用GYARMATHY[16]提出的液滴生长模型进行预测,其计算表达式如下:

$$\frac{dr}{dt}=\frac{\lambda_g}{\rho_l h_{lv}}\frac{(T_s-T)(1-r_c/r)}{r\left(1+\frac{2\sqrt{8\pi}}{1.5Pr_g}\frac{\gamma}{\gamma+1}K_n\right)} \tag{8}$$

式中:r为液滴半径;λ_g为气态流体热导率;T_s为气态流体压力的饱和温度;r_c为气态流体凝结液滴的临界半径;Pr_g为气态流体的Prandtl数;γ为气体定压质量热容与定容质量热容之比;K_n为Knudsen数。

考虑射流结构对冷却性能的显著影响,本文在热物性参数的建模中使用以下热物性方法:CO_2密度由Peng-Robinson状态方程计算;质量热容采用NIST REFPROP数据库数据拟合函数;热导率通过动力学理论计算;黏度由Sutherland定律估算。

为了准确描述高压CO_2喷射过程形成的典型欠膨胀射流马赫盘结构,有必要引入合适的湍流模型以捕捉压缩效应、流动结构与湍流行为的耦合特征[17]。SARKAR等[18]首次将k-ε模型用于超声速射流结构建模,随后研究人员比较了包括标准的k-ε、改进的k-ε、SST k-ε及其修正模型在内的多种湍流模型的预测能力。在与本文相似的CO_2泄漏模拟中,LIU等[11]对比了修正SST k-ε与修正k-ε模型,结果表明前者在刻画射流主流区、桶状结构及马赫盘激波结构方面表现更优,因此,针对高压比(严重欠膨胀)CO_2射流的马赫盘建模,本文选用表现最为稳定且准确的修正SST k-ε模型[19],其模型表达式为

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho k u_i)}{\partial x_i}=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k})\frac{\partial k}{\partial x_j}\right]+G_k-Y_k \tag{9}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\omega)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\omega u_i)=\frac{\partial}{\partial x_j}\left[(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\omega})\frac{\partial\omega}{\partial x_j}\right]+G_w-Y_\omega+D_\omega \tag{10}$$

式中:k为湍流动能;ω为比耗散率;μ_t为湍流动力黏度;G_k为由于层流速度梯度产生的湍流动能;G_ω为比耗散率ω的生成项;σ_k、σ_ω分别为k和ω的湍流Prandtl数;Y_k为k的发散项;Y_ω为ω的发散项;D_ω为交叉扩散项。

为增强SST k-ε模型在高压射流环境下的适应性,还需考虑湍流黏度项的影响。湍流动力黏度系数[20]表达式为

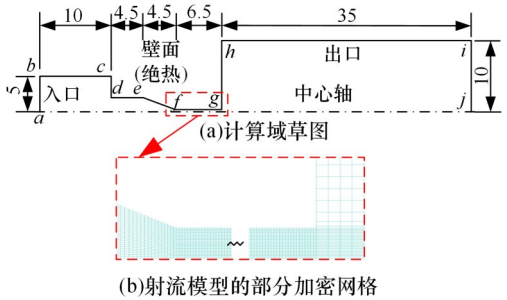
$$\mu_t=\frac{\rho k}{\omega}\frac{1}{\max\left(\frac{1}{\alpha^*},\frac{sF_2}{\alpha_1\omega}\right)} \tag{11}$$

式中:α^*为低雷诺数校正系数;α_1为经验常数项;s为剪切常数项;F_2为混合函数。

本文利用UDF编写射流中的物性变化及相变过程,通过在欧拉多相流模型中引入凝结机制和相变源项控制方程,从而更精确地重建高压CO_2射流场的结构演化过程。

1.2 ANSYS FLUENT仿真方法

高压CO_2通过绝热输送管线进入不同直径的喷嘴,形成具有多种参数的高速射流。随着流动状态趋于稳定,通常认为管道与喷嘴内部的CO_2处于热力学一致状态。然而,CO_2在从高压状态经喷嘴膨胀进入大气过程中,其物理状态及流动特性会发生显著变化,尤其是在射流中心区域,因此有必要对其状态进行深入分析。鉴于喷嘴及射流具有轴对称特征,本文基于喷嘴结构和流动区域的实际尺寸构建了二维轴对称射流模型,具体如图1a所示。外部矩形域与喷嘴出口紧密相连,尺寸为35 mm×20 mm,喷嘴针管长6.5 mm,出口直径设为6档,直径范围为0.21~0.40 mm。该计算区域包括三个主要部分,即入口初始化区域*abcd*、喷嘴外壁区*defg*以及出口模拟的大气环境区*ghij*。整个域划分为结构化四边形网格,并在靠近喷嘴头部的轴对称核心区域,以及喷口、自由剪切层、马赫盘与反射激波的交汇区域进行局部加密处理,以提高模拟精度,如图1b所示。以喷嘴直径d_n=0.33 mm为例,网格的总单元数为56 617,节点数为57 556,最小单元面积为1.178×10^{-5} m^2、最大单元面积为9.332×10^{-4} m^2;其余喷嘴直径的网格划分用相同的网格拓扑与局部加密的方案,单元尺寸按照喷嘴直径同比例缩



(a)计算域草图

(b)射流模型的部分加密网格

图1 射流计算域及网格

Fig.1 Jet computing domain and grid

放，从而达到在不同喷嘴直径间能够保持一致的相对分辨率和可比性。

对应的边界条件设定如表1所示。其中，由*abcd*所围成的矩形区域代表高压CO_2的初始储存区，通过局部初始化方法生成符合实际参数条件的气体场。在入口条件设置方面，采用5种不同的高压数值（压力范围为5.10～7.38 MPa），温度依据实验装置实时读数进行设定。本文选用基于压力的求解器进行数值计算，该方法具有较高的通用性和灵活性，适用于复杂的可压缩射流模拟，并在实际应用中表现出良好的稳定性与精度。

表1　边界条件设定

Tab.1　Boundary condition settings

边界条件	类型	具体参数	备注
入口（*ab*）	压力入口	5.10～7.38 MPa	出入口温度条件根据实际温度设定
出口（*ghij*）	压力出口	0.101 325 MPa	
壁面（*defg*）	固体	铝合金	无滑移的绝热边界

2　实验系统及理论验证

2.1　实验设备及参数

图2所示为高压CO_2射流发生装置的工作原理。本实验所采用的高压CO_2射流系统由东莞安默琳机械制造技术有限公司提供。该系统通过空气压缩机与增压泵协同工作，并结合换热器调控温度，实现对CO_2的加压和冷却，从而获得所需状态的高压CO_2流体。冷却后的CO_2经绝热管道传输，最终通过不同规格的喷嘴喷出，形成具有多样前端参数（如压力、流量、速度等）的高压射流。

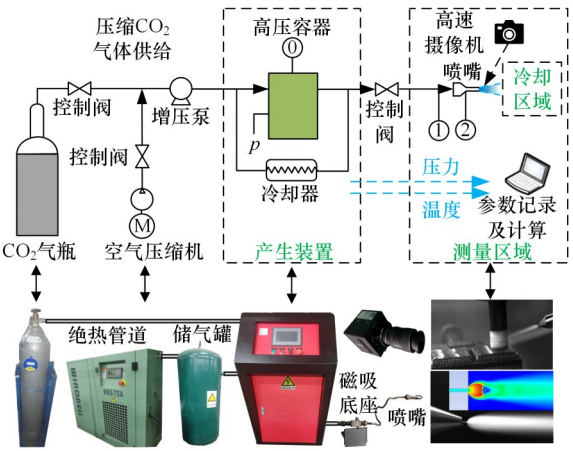


图2　实验装置原理及设备

Fig.2　Principle and equipment of the experimental setup

该装置的主要可控参数为CO_2的初始压力，但本设备并不具备直接调控质量流量的功能。为研究高压CO_2射流的微观结构特征，采用高速摄像机（型号为FASTCAM Mini UX100，Photron）对高压CO_2射流的微观结构进行拍摄。该摄像机具备130万像素（1280×1024）的图像分辨率，帧频可达4000帧/s，本文拍摄速度选取50帧/s。使用配套的PFV4图像处理与分析软件逐帧导出高速摄像机记录的射流结构变化；成像测量采用像素计数法，利用PFV4放大图像进行像素计数，以喷嘴内径作为同焦平面的标定长度，按照标定比例将像素长度换算为实际尺寸，以此来达到测量目的。

实验所使用的喷嘴结构如图3所示。喷嘴为渐缩型内腔结构，不同的内径将直接影响射流的扩散特性和马赫盘结构的形成。所选喷嘴直径d_n分别为0.21、0.24、0.26、0.30、0.33、0.40 mm，用以实现多组参数下的射流实验。

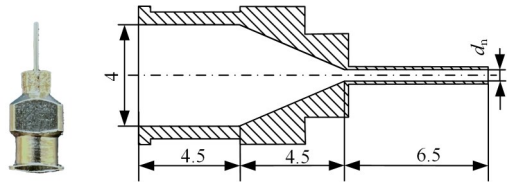


图3　收缩式高压喷嘴及内部结构

Fig.3　Shrink high-pressure nozzle and its internal structure

从数值模拟、理论建模和实验测量三个维度，围绕高压CO_2射流的前端控制变量（包括质量流量、压力及喷嘴直径）开展系统分析。各实验工况与设定参数汇总如表2所示。

表2　高压CO_2射流前端参数

Tab.2　Parameters of the front end of high-pressure CO_2 jet

组别	序号	质量流量$\dot{m}$/(g·s^{-1})	压力p/MPa	喷嘴直径d_n/mm
a	1	1.00	5.10	0.26
	2	1.00	6.00	0.24
	3	1.00	7.38	0.21
b	4	1.35	5.10	0.30
	5	1.35	6.80	0.26
	6	1.35	7.25	0.24
c	7	1.15	6.00	0.26
	8	1.55	6.00	0.30
	9	1.83	6.00	0.33
	10	2.85	6.00	0.40

2.2　马赫盘预测模型

当射流初始压力高于环境压力时，会形成欠膨胀射流。该类射流的流动结构受气体可压缩性和黏性效应共同影响，其特征主要由初始滞止压力与环境压力的比值决定。本文研究工况下CO_2射流的压力比始终大于7，属于超高度欠膨胀射流，因此后续分析主要针对该状态下射流结构及马赫盘演化规律展开。随着压力比的持续增大，射流中的冲击结构逐步减少，尤其在超高度欠膨

胀射流中，往往只存在一个主导的冲击单元，控制着整个射流核心区域的特性[21]，即射流中仅存在一个马赫盘结构，不再形成复杂的多级激波模式。

实验中，高压CO_2气体首先在增压系统中形成，并通过绝热输送管路由喷嘴释放至环境空气中。高压CO_2气体在出口处迅速经历膨胀，形成典型的超高度欠膨胀射流结构，如图4所示[22]。

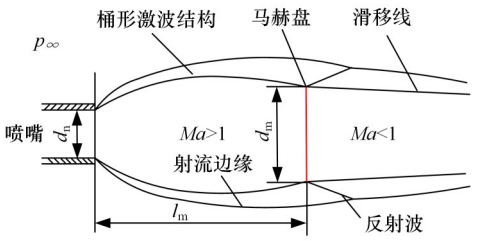


图4 超高度欠膨胀射流结构

Fig.4 Jet structure with ultra-high and under-expansion degree

喷嘴出口后的气流在高压驱动下进入快速膨胀阶段，其流速跃升至超声速区间，气体压力甚至低于外界环境压力。在这种条件下，流体在两侧斜激波的压缩作用下形成了复杂的激波系统，包括斜激波、桶形激波及正激波。正激波结构即通常所称的“马赫盘”[8]。由于流动过程的非均匀性，该马赫盘形成于喷嘴轴线下游某一特定距离处，呈垂直于射流轴线的圆盘状激波界面，此处一般为流速最大的位置。

围绕马赫盘结构的形成位置与特征参数已有较为成熟的理论与经验研究，其中，马赫盘位置L_M[9]及其直径d_M[23]经验公式如下：

$$L_M = C_L d_n \sqrt{p_0/p_\infty} \tag{12}$$

$$d_M = \alpha \sqrt{1-\frac{\gamma+1}{\gamma}\left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)^{-\frac{1}{2}}} C_L d_n \sqrt{p_0/p_\infty} \tag{13}$$

式中：p_0为滞止压力；p_∞为环境气压；C_L为马赫盘位置比例系数；α为马赫盘直径经验系数。

2.3 质量流量公式

质量流量是衡量喷射流量大小及气体消耗水平的重要指标，可有效反映冷却或喷射过程中的资源使用情况。由于本文采用带有渐缩结构的超声速喷嘴，因此质量流量的计算依赖于临界质量流量与实际流量之间的关系。临界状态是指气体在绝热流动过程中达到声速（$Ma=1$）时的状态。

如图2所示，0表示高压容器中CO_2处于滞止状态，1为管道与喷嘴的连接位置，2代表喷嘴内部气体速度达到局部声速的临界状态。在气体从高压储罐通过绝热输送管道进入喷嘴的过程中，由于输送距离极短且热交换可忽略，因此可以将喷嘴入口（位置1）视为与滞止状态（位置0）相同。

在这种绝热过程中，临界状态与滞止状态之间的温度比和压力比关系[24]可描述为

$$T_2 = \frac{2}{\gamma+1} T_1 \tag{14}$$

$$p_2 = p_1 \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} \tag{15}$$

式中：T_1为CO_2滞止温度，K；T_2为CO_2临界温度，K；p_1为CO_2滞止压力，MPa；p_2为CO_2临界压力，MPa。

结合气体状态方程，可以进一步得到气体临界密度的表达式：

$$\rho_2 = \frac{m_g}{V_g} = \frac{p_2}{RT_2} \tag{16}$$

式中：m_g为气体质量，kg；V_g为气体体积，m^3；R为比气体常数，J/(kg·K)。

同时，根据能量守恒原理[24]，在绝热流动中，其能量变化满足下列关系式：

$$q = (h_2 - h_1) + \frac{1}{2}(v_2^2 - v_1^2) + g(z_2 - z_1) + w_s \tag{17}$$

式中：q为单位质量的热量交换，J/kg；h_1、h_2为位置1和2的比焓，J/kg；v_1、v_2为位置1和2的气体速度，m/s；g为重力加速度，m/s^2；z_1、z_2为位置1和2的高度，m；w_s为单位质量的功，J/kg。

考虑到气体在短距离管道中传输时，动能项和势能项变化可忽略（即$z_2 \approx z_1$、$w_s \approx 0$），且过程中无热量交换（$q=0$），式(17)化简为

$$v_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + v_1^2} \tag{18}$$

由比焓和温度及定压质量热容之间的关系，$h_1 - h_2 = c_p(T_1 - T_2)$，$c_p = \gamma R/(\gamma-1)$得

$$v_2 = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma+1} RT_1} \tag{19}$$

由此，临界状态下2的单位时间质量流量，即临界质量流量[24]可表示为

$$\dot{m}_2 = \rho_2 v_2 A = \frac{\pi}{4} d_n^2 \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}} \tag{20}$$

式中：A为喷嘴的横截面积，m^2。

上述公式说明，在理想定熵流动假设下，喷嘴中的气体质量流量与其入口压力和喷嘴直径密切相关。然而，由于临界状态之后的马赫数通常无法精确确定，实际射流的质量流量需引入修正系数[25]进行调整：

$$\dot{m}_a = C_D \dot{m}_2 = C_D \frac{\pi}{4} d_n^2 \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{(\gamma+1)/(\gamma-1)}} \tag{21}$$

式中：C_D为质量流量修正系数，用以修正流动非理想性带来的误差。

因此，依据高压气体在喷嘴中的一维定熵流动特性与气动理论，可以较为准确地评估不同工况下的气体消耗。结合实际冷却性能与切削参数，该质量流量模型可为高压CO_2冷却系统的设

计与参数优化提供关键依据，并支持对其冷却能力进行量化分析与精细控制。

2.4　质量流量模型应用说明

本文以质量流量作为前端的控制变量，在变喷嘴直径和滞止压力的情况下，依据质量流量模型计算出各个工况下的质量流量，据此展开以下工作：①以目标质量流量划分工况等级，计算出可以实现该质量流量的喷嘴直径与滞止压力的组合，用于形成质量流量不变或滞止压力不变的两类对照组；②将计算出的质量流量作为仿真目标值，并对应调节入口的压力和喷嘴直径，使得数值解的稳态值达到目标的质量流量；③在结果与讨论当中，以质量流量作为自变量之一，观察马赫盘的位置与直径对质量流量与滞止压力的敏感程度；④通过对经验系数的修正讨论，将计算得到的质量流量引入对照与回归分析，从而对质量流量与压力对马赫盘结构的影响程度大小做出判断。

3　结果和讨论

3.1　CO_2流场仿真结果

数值模拟采用了5种不同的入口压力与6种喷嘴直径的组合，共构建了10组射流前端参数用于仿真研究（表2）。仿真工况中，质量流量的计算结果是由质量流量模型根据滞止压力和喷嘴直径得到的，并作为仿真收敛的判据之一，相关流量通过质量流量模型进行计算并以质量流量修正系数作工程修正。在收敛之后，使用CFD-Post进行后处理分析，以提取射流场的各类性能参数并可视化模拟结果。该后处理工具能将CFD计算得到的数值数据以二维或三维形式直观展现，如等值线图与表面渲染图等。图5即为仿真所得的速度云图、温度分布图以及湍流动能图。

从图5中可以看出，仿真中呈现出的典型盘状结构，与图4中描述的马赫盘结构高度相似，且均为超高度欠膨胀条件下仅出现一次明显的盘状激波。这表明所构建的仿真模型对马赫盘结构的模拟具备较高的准确性。图6所示为特定参数条件下，射流轴线上自喷嘴出口至20 mm处的速度随距离变化的数据。由图6可观察到，在喷嘴出口后约1.5 mm处速度存在明显的峰值，而后在极短的距离下又达到了速度最低值，这证明了马赫盘的存在。值得注意的是，峰值所在位置即马赫盘位置，会由于前端参数的变化而有所不同。

在欠膨胀射流中，流体由于自身压力远高于环境压力，产生连续膨胀并被进一步加速，导致流速显著提高，因此，射流速度的峰值可用于反映流体的膨胀程度，而该速度峰值所对应的区域正是

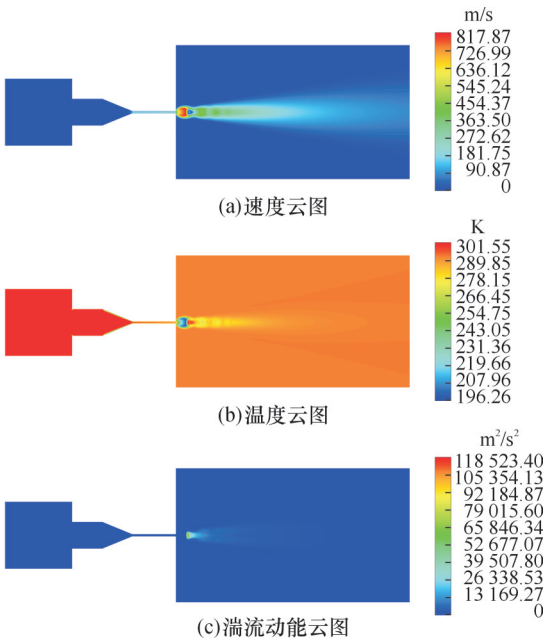


图5　射流场的仿真结果

Fig.5　Simulation results of the jet field

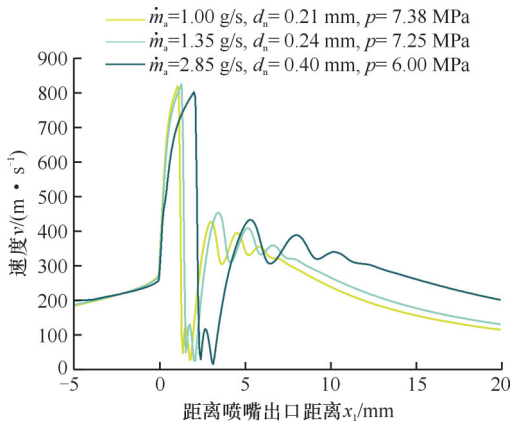


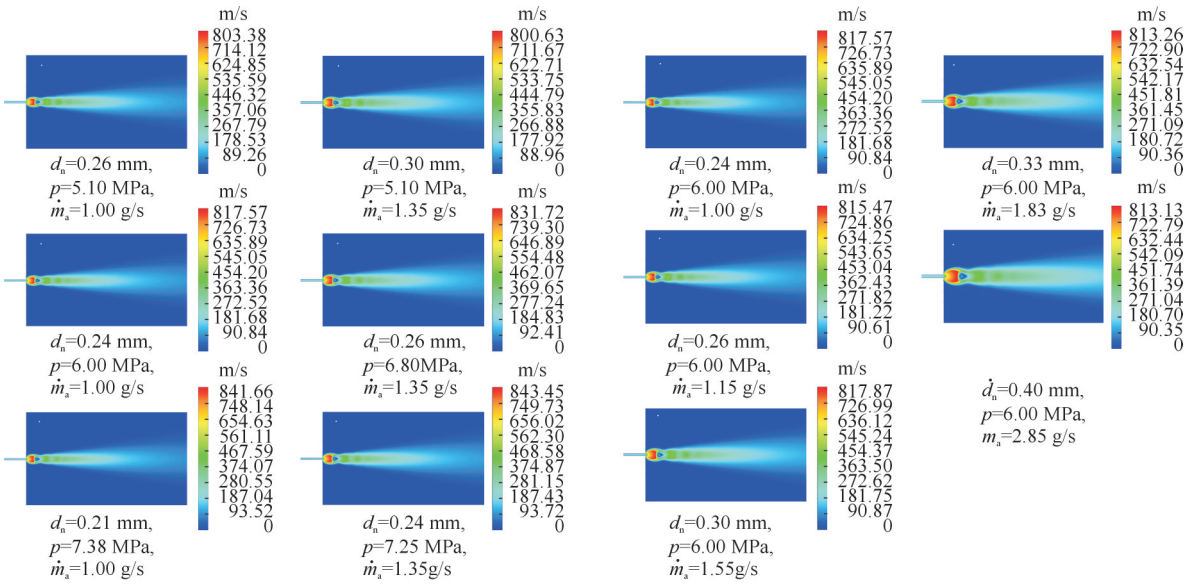
图6　射流轴线的速度分布

Fig.6　Velocity distribution along the jet axis

马赫盘所在位置。在实际射流中，高膨胀度CO_2由于压力骤降会由可视的干冰颗粒相态转化为不可见的气态形式，这一特征使得无论在数值模拟还是实验观察中，马赫盘结构都能够被有效识别。

图7所示为不同工况下的射流场速度分布。由图7可以发现，在相同质量流量下，尽管压力有所变化，马赫盘的末端位置与直径并未发生明显改变，如当质量流量为1.00 g/s与1.35 g/s时，马赫盘末端位置分别约为0.9343 mm与1.1295 mm，直径分别约为0.7190 mm与0.7724 mm；在压力恒定（6.00 MPa）条件下，随着质量流量从1.00 g/s逐步提高至2.85 g/s，马赫盘末端的位置显著后移，从0.9429 mm延长至1.7143 mm，对应直径亦从0.7286 mm增加至1.1971 mm。这种差异可以通过质量流量受喷嘴直径与滞止压力双重影响的原理解释：在质量流量一致时，喷嘴直径与压力的综

合作用使得马赫盘的结构变化不大；而当压力保持恒定，仅增大喷嘴直径从而提高质量流量时，激波结构表现出显著变化，这种变化体现在马赫盘的末端位置和尺度的扩展上。



(a)相同质量流量、不同压力　　(b)相同压力、不同质量流量

图7　射流场仿真速度云图

Fig.7　Simulation velocity cloud diagrams of jet fields

基于马赫盘末端为速度峰值点的事实，可将其作为对射流特性进行对比分析的标准。从图7中数据也可看出，在相同压力(6 MPa)下，即使质量流量增长至2.85 g/s，马赫盘区域的最高速度依然维持在约815 m/s，速度变化不显著。然而在质量流量相同的情况下(1.00 g/s与1.35 g/s)，若将压力提高约2.2 MPa，最高速度可上升40 m/s以上，说明压力对速度峰值的提高影响更为显著。

3.2　实验结果

实际高压CO_2射流的微观结构可以借助高速摄像机进行捕捉，从而清晰观察到射流中是否存在典型的马赫盘结构。图8所示为从打开控制阀起始至射流系统压力逐渐升高并最终稳定的全过程(0～2 s)。随着时间推进及系统压力的上升，射流结构也发生变化。最初在t=0.5 s时可见流场中出现白色凝结物，属于CO_2气体冷却形成的可视粒子；随后在t=1 s与t=1.5 s时，射流场内形成了明显的马赫盘结构，而此时白色颗粒的颜色逐渐变淡；当t=2 s时，系统压力达到设定值，射流结构稳定，形成了更加浓密的白色射流区域。在这一过程中，不仅可见颗粒浓度随着压力上升而增强，同时射流结构的长度也在不断延长。从图8左右两图对比可以看出，在相同的压力条件下，喷嘴直径的增大会显著扩大射流结构的宽度。在各个时间点，右侧(直径更大)的射流始终比左侧更为宽广，进一步验证了喷嘴尺寸对射流结构横向尺寸的影响。

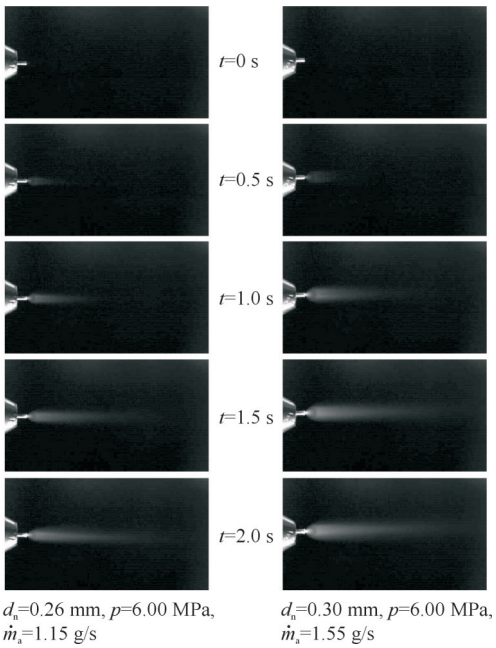
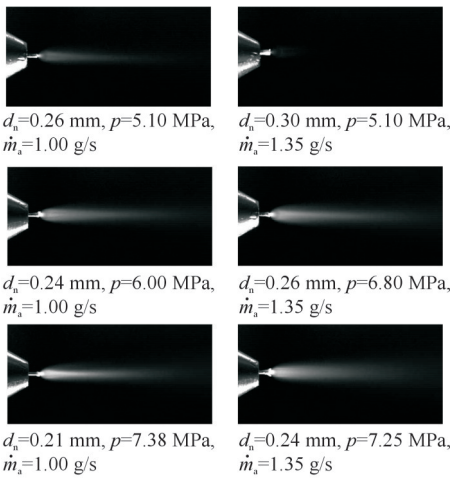


图8　高压CO_2射流结构时变图

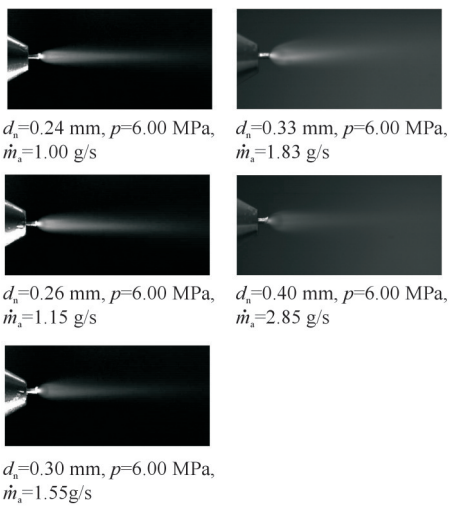
Fig.8　Time-varying diagram of the high-pressure CO_2 jet structure

图9为实际拍摄的高压CO_2射流微观图像。通过图像与数据分析可以发现，压力的变化对马赫盘末端的位置和直径的影响较为有限。在质量流量分别为1.00 g/s与1.35 g/s条件下，即使压力增大约2.3 MPa(提高约45.1%)，马赫盘结构的位置和尺寸也未发生显著变化，1.00 g/s对应的位置和直径约为0.9504 mm和0.6626 mm，而1.35 g/s时则分别为1.0715 mm和0.7391 mm。相比之下，质量流量对马赫盘的几何参数影响更

为明显。在压力固定为6.00 MPa的条件下，质量流量从1.00 g/s增至2.85 g/s时，马赫盘末端的位置由0.9506 mm延展至1.5624 mm，直径从0.6653 mm增加至1.1844 mm，显著增长。这与仿真分析得到的趋势一致，进一步说明喷嘴直径、滞止压力与质量流量对马赫盘结构的影响机制在实验与数值模型中具有一致性。



(a)相同质量流量、不同压力



(b)相同压力、不同质量流量

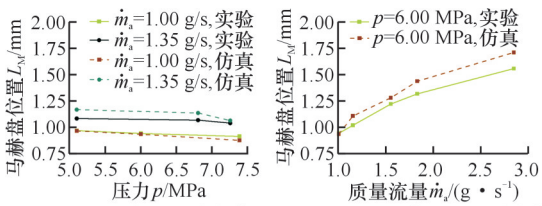
图9　高压CO_2射流场微观图

Fig.9　Microscopic diagram of high-pressure CO_2 jet field

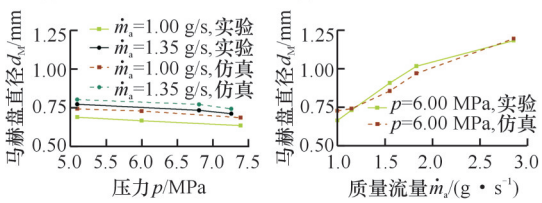
由图9可以看出，除马赫盘结构本身外，高压CO_2射流的整体形态也随着工况的变化而发生改变。在质量流量固定的情况下，压力的增大虽未大幅改变马赫盘的位置或直径，但能显著影响喷嘴出口处CO_2的物态表现。在较小压力下，喷出的是稀疏的干冰颗粒，马赫盘清晰可辨；而随着压力的增大，颗粒密度提高，流体欠膨胀程度加剧，射流结构变得更加致密，进而延长了可视射流的传播距离。马赫盘的位置、CO_2颗粒的浓度与膨胀程度等因素，不仅反映了射流结构的完整性与稳定性，也直接影响其在冷却、萃取等高压应用中的有效作用距离与性能，因此，准确评估这些结构变化，对后续工艺参数优化和在切削加工中应用推广具有重要意义。

3.3　结果分析及理论公式修正

为了量化质量流量对马赫盘结构的主导作用，本文通过质量流量模型将质量流量与滞止压力和高压喷嘴直径进行对比分析。图10所示为高压CO_2射流场中马赫盘位置及其直径在不同压力与质量流量下的实验测量与仿真对比结果。由图10可以看出，数值模拟对马赫盘位置的预测相对准确，误差介于−4.03%～9.72%，平均偏差约为5.34%；而在马赫盘直径的预测中，误差范围为−5.72%～9.51%，平均值为4.92%。虽然整体模拟精度较高，但仍存在一定的偏差，这主要受限于测量分辨率以及射流生成设备本身参数的准确性。此外，根据式(12)和式(13)所描述的马赫盘位置与直径之间的关系，可反推出马赫盘直径计算式中经验系数α的具体数值。通过实验数据计算，α的范围为1.112～1.261，平均值为1.169；而仿真数据推导出的α值介于1.104～1.267，均值为1.159，二者差异较小，因此在高压CO_2强欠膨胀射流以及类似工况下，可取经验参数$\alpha\approx1.164$用于马赫盘直径的估算。



(a)不同压力下马赫盘位置　(b)不同质量流量下马赫盘位置



(c)不同压力下马赫盘直径　(d)不同质量流量下马赫盘直径

图10　马赫盘位置和直径的实验及仿真数据

Fig.10　Experimental and simulation data of Mach disk position and diameter

马赫盘位置及直径计算中的马赫盘位置比例系数C_L是关键参数，已有大量研究对其进行了探讨。CRIST等[9]在多种气体射流实验中发现，相较于其他气体，CO_2的马赫盘位置所对应的比例系数较小，约为0.59。LIU等[11]针对高压CO_2在管道中的泄放进行了研究，指出当滞止压力低于超临界值时，实验与仿真的预测误差较大(超过20%)，而在高于临界压力时误差迅速减小。HU

等[10]在一条长达258 m、直径为233 mm的管道中进行的超临界CO_2射流研究中，通过实验与仿真数据确定了马赫盘位置比例系数为1.36，对应的α值为0.784。这些研究表明，CO_2射流中马赫盘的特征比例系数可能存在显著差异，需结合实际射流状态分析。考虑到本文中仿真与实测误差相对较小，因此对比例系数C_L进行了详细计算与分析。根据测得的马赫盘位置以及喷嘴前端的高压参数，得出了马赫盘位置计算式(12)中的C_L值。在实验数据中，C_L的取值范围为0.505～0.532，平均值为0.517；而仿真数据中的取值范围为0.494～0.568，平均值为0.539。相比之下，这些结果明显低于已有研究常用的0.6454比例系数，分别相差19.84%与16.43%。这种差异一方面可能源于设备精度与测量误差，另一方面也反映出该比例系数的适用性依赖于具体的应用环境。传统计算中往往将下游压力p_∞简化为大气压，这种简化适用于无相变条件下的气体射流[15]。然而，在本文涉及的CO_2强烈膨胀射流过程中，由于真实气体效应及复杂相变行为的影响，传统马赫盘位置预测系数0.6454难以准确描述其结构特征。因此，基于实验与仿真结果对该系数进行修正，得到适用于本文工况的位置比例系数0.52。

本文给出的经验系数$C_L=0.52$，$\alpha=1.164$适用于欠膨胀射流下的CO_2自由射流且存在马赫盘结构的工况，对应的热力学压力应小于临界压力7.38 MPa且大于5.10 MPa；对应的喷嘴直径为0.21～0.40 mm，更小的压力及超出本文范围外的喷嘴直径因测量条件限制并未获得结构化数据。该组系数旨在应用高压CO_2欠膨胀射流场合的工厂工况。

4 结论

1)通过在SST k-ε湍流模型中引入凝结效应的修正项，能够较为准确地再现实际射流中马赫盘的位置与直径，其最大预测误差为9.72%，平均误差控制在5.00%±0.5%，说明该方法具备良好的适用性。

2)对于多数常规气体(如空气、氮气、氢气等)，常用比例系数$C_L=0.6454$被广泛应用于马赫盘位置与直径的估算。然而，将该值直接应用于高压CO_2射流场时会造成较大误差。结合本文的实验和仿真数据，建议将高压CO_2射流的C_L值修正为约0.52，以更贴近实际情况。

3)针对超高度欠膨胀条件下CO_2射流的马赫盘直径预测模型，经验系数α的合理取值约为1.164，可作为后续模型校正与应用的参考依据。

4)压力和喷嘴直径对马赫盘结构均具有显著影响，但当通过调节其组合使得质量流量保持恒定时，所形成的马赫盘位置和直径变化较小，说明质量流量是影响射流形态的关键参数之一。

5)本文所关注的高压CO_2射流应用于低温冷却场景，其马赫盘结构所采用的理论计算公式中的比例系数与已有多数文献结果存在一定差异。目前的研究仍面临一些限制，包括测量仪器精度不足以及实验参数空间较为有限的问题。此外，对于备受关注的超临界CO_2介质，在质量流量的精确测定与射流结构的可视化方面仍存在不小的挑战。这些问题有待在未来的工作中进一步探索与改进。

参考文献：

[1] KHOSRAVI J, AZARHOUSHANG B, BARMOUZ M, et al. High-speed Milling of Ti_6Al_4V under a Supercritical CO_2 + MQL Hybrid Cooling System[J]. Journal of Manufacturing Processes, 2022, 82: 1-14.

[2] DANISH M, GUPTA M K, RUBAIEE S, et al. Environmental, Technological and Economical Aspects of Cryogenic Assisted Hard Machining Operation of Inconel 718: a Step towards Green Manufacturing[J]. Journal of Cleaner Production, 2022, 337: 130483.

[3] ZHANG J, YU Y, ZHANG X. Numerical Investigation of a Muzzle Multiphase Flow Field Using Two Underwater Launch Methods[J]. Defence Technology, 2022, 18(8): 1454-1469.

[4] YOKOZEKI A. Solubility Correlation and Phase Behaviors of Carbon Dioxide and Lubricant Oil Mixtures[J]. Applied Energy, 2007, 84(2): 159-175.

[5] MAHAPATRO K, PASAM V K. Performance Study of Carbon Dioxide-based Vortex Tube Cooling System in Turning of Ti-6Al-4V[J]. Smart and Sustainable Manufacturing Systems, 2020, 4(1): 62-80.

[6] KIM D, LEE J. Experimental Investigation of CO_2 Dry-ice Assisted Jet Impingement Cooling[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, 107: 927-935.

[7] ZHANG Z, LU Z, WANG J, et al. Effects of Initial Flow Velocity on Decompression Behaviours of GLE CO_2 Upstream and Downstream the Pipeline[J]. International Journal of Greenhouse Gas Control, 2022, 118: 103690.

[8] FRANQUET E, PERRIER V, GIBOUT S, et al. Free Underexpanded Jets in a Quiescent Medium: a Review[J]. Progress in Aerospace Sciences, 2015, 77: 25-53.

[9] CRIST S, GLASS D R, SHERMAN P M. Study of the Highly Underexpanded Sonic Jet [J]. AIAA Journal, 1966, 4(1): 68-71.

[10] HU Y, CHEN L, CAO Z, et al. Experimental Study on Supercritical CO_2 Jet Characteristics and Coal Breakage Utilization in Carbon Capture, Utilization and Storage (CCUS) Process[J]. Process Safety and Environmental Protection, 2024, 184: 260-270.

[11] LIU X, GODBOLE A, LU C, et al. Source Strength and Dispersion of CO_2 Releases from High-pressure Pipelines: CFD Model Using Real Gas Equation of State[J]. Applied Energy, 2014, 126(C): 56-68.

[12] PU C, LIU Z, PU G. Simulation Investigation on the

Structure and Its Influence on the Impinging Pressure of the Carbon Dioxide Jet[J]. ACS Omega, 2023, 8(28): 25326-25335.
[13] IQBAL A, ZHAO G, SUHAIMI H, et al. On Coolant Flow Rate-cutting Speed Trade-off for Sustainability in Cryogenic Milling of Ti-6Al-4V[J]. Materials, 2021, 14(12): 3429.
[14] SHARMA B, KUMAR R. A Brief Introduction to Bulk Viscosity of Fluids[EB/OL]. arXiv, 2023[2025-12-12]. https://doi.org/10.48550/arXiv.2303.08400.
[15] MOODY M P, ATTARD P. Homogeneous Nucleation of Droplets from a Supersaturated Vapor Phase[J]. The Journal of Chemical Physics, 2002, 117(14): 6705-6714.
[16] GYARMATHY G. The Spherical Droplet in Gaseous Carrier Streams: Review and Synthesis[J]. Multiphase Science and Technology, 1982, 1(1/2/3/4): 99-279.
[17] NOVEMBRE N, PODENZANI F, COLOMBO E. Numerical Study for Accidental Gas Releases from High Pressure Pipelines[C]//Proceedings of the European Conference on Computational Fluid Dynamics (ECCOMAS CFD 2006). Egmondaan Zee, 2006:388-407.
[18] SARKAR S, ERLEBACHER G, HUSSAINI M Y, et al. The Analysis and Modelling of Dilatational Terms in Compressible Turbulence[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1991, 227: 473-493.
[19] ZHANG J, ZHANG X, HUANG W, et al. Isentropic Analysis and Numerical Investigation on High-pressure Hydrogen Jets with Real Gas Effects[J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2020, 45(39): 20256-20265.
[20] MENTER F R, KUNTZ M, LANGTRY R. Ten Years of Industrial Experience with the SST Turbulence Model[C]//Proceedings of the 4th International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer. Antalya, Turkey, 2003: 625-632.
[21] MURAOKA R, HIEJIMA T. Onset Conditions for Mach Disk Formation in Underexpanded Jet Flows[J]. Physics of Fluids, 2022, 34(11): 116125.
[22] DURONIO F, VILLANTE C, de VITA A. Underexpanded Jets in Advanced Propulsion Systems—a Review of Latest Theoretical and Experimental Research Activities[J]. Energies, 2023, 16(18): 6471.
[23] DAVIDOR W, PENNER S. Shock Standoff Distances and Mach-disk Diameters in Underexpanded Sonic Jets[J]. AIAA Journal, 1971, 9(8): 1651-1653.
[24] ANDERSON J D. Modern Compressible Flow: with Historical Perspective[M]. 3rd ed. Boston: McGraw-Hill, 2003.
[25] MILLER R W. Flow Measurement Engineering Handbook[M]. 3rd ed. New York: McGraw-Hill, 1996.

（编辑　袁兴玲）

作者简介：朱利斌*（通信作者），男，1990年生，博士、副教授。研究方向为绿色制造。E-mail:libinz@hfut.edu.cn。

本文引用格式：
朱利斌，陈冠宇，程鹏，等. 面向切削冷却的高压CO_2射流马赫盘结构优化调控[J]. 中国机械工程，2026，37(10)：2556-2565.
ZHU Libin, CHEN Guanyu, CHENG Peng, et al. Optimization and Regulation of Mach Disk Structure in High-pressure CO_2 Jet for Cutting Cooling[J]. China Mechanical Engineering, 2026, 37(10): 2556-2565.

（上接第2519页）

[13] WANG S, LI J, TANG H, et al. CEA-FJSP: Carbon Emission-aware Flexible Job-shop Scheduling Based on Deep Reinforcement Learning[J]. Frontiers in Environmental Science, 2022, 10: 1059451.
[14] 张凯，毕利，焦小刚. 集成强化学习算法的柔性作业车间调度问题研究[J]. 中国机械工程，2023，34(2)：201-207.
ZHANG Kai, BI Li, JIAO Xiaogang. Research on Flexible Job-shop Scheduling Problems with Integrated Reinforcement Learning Algorithm[J]. China Mechanical Engineering, 2023, 34(2): 201-207.
[15] ZENG D, YANG W, DU Y, et al. Dynamic Multiobjective Flexible Job-shop Scheduling via Dynamic Dual Attention Network-based Deep Reinforcement Learning[J]. The Journal of Supercomputing, 2025, 81(10): 1099.
[16] WU Z, PAN S, CHEN F, et al. A Comprehensive Survey on Graph Neural Networks[J]. IEEE Transactions on Neural Networks and Learning Systems, 2021, 32(1): 4-24.
[17] BRANDIMARTE P. Routing and Scheduling in a Flexible Job Shop by Tabu Search[J]. Annals of Operations Research, 1993, 41(3): 157-183.
[18] WANG R, WANG G, SUN J, et al. Flexible Job Shop Scheduling via Dual Attention Network Based Reinforcement Learning[J]. IEEE Transactions on Neural Networks and Learning Systems, 2024, 35(3): 3091-3102.
[19] SCHULMAN J, WOLSKI F, DHARIWAL P, et al. Proximal Policy Optimization Algorithms[EB/OL]. arXiv, 2017[2025-10-18]. https://arxiv.org/abs/1707.06347.
[20] SCHULMAN J, MORITZ P, LEVINE S, et al. High-dimensional Continuous Control Using Generalized Advantage Estimation [EB/OL]. arXiv, 2018 [2025-10-18]. https://arxiv.org/pdf/1506.02438.
[21] GLOROT X, BENGIO Y. Understanding the Difficulty of Training Deep Feedforward Neural Networks[C]//Proceedings of the Thirteenth International Conference on Artificial Intelligence and Statistics. Sardinia, 2010: 249-256.
[22] ORTÍZ M A, BETANCOURT L E, NEGRETE K P, et al. Dispatching Algorithm for Production Programming of Flexible Job-shop Systems in the Smart Factory Industry[J]. Annals of Operations Research, 2018, 264(1): 409-433.
[23] LIANG X, LIU Y, GU X, et al. Adaptive Genetic Algorithm Based on Individual Similarity to Solve Multi-Objective Flexible Job-Shop Scheduling Problem [J]. IEEE Access, 2022, 10: 45748-45758.

（编辑　袁兴玲）

作者简介：曾　丹，女，1993年生，博士、讲师。研究方向为生命周期评价、绿色智能制造。杜彦斌*（通信作者），男，1982年生，教授、博士。研究方向为绿色制造与再制造。E-mail: duzi2009@163.com。

本文引用格式：
曾丹，杨武，杜彦斌，等. 基于双注意力网络深度强化学习的柔性作业车间节能调度方法[J]. 中国机械工程，2026，37(10)：2511-2519.
ZENG Dan, YANG Wu, DU Yanbin, et al. Energy-efficient Flexible Job Shop Scheduling Method via Dual Attention Network based Deep Reinforcement Learning[J]. China Mechanical Engineering, 2026, 37(10): 2511-2519.