

一种快速冷却超高温流体方法的数值模拟

冉唐春, 杨涛, 陈攀, 李娇, 印永祥

(四川大学化学工程学院等离子体技术中心, 四川 成都 610065)

摘要: 在许多强吸热化学反应的化工过程中, 常常需要对反应流体流出反应器时进行快速急冷来避免副反应或逆反应发生, 以期最终获得可观的目标产物。在本实验室前期开展的热等离子体裂解二氧化碳实验研究中, 采取在高温反应器出口加装收缩喷管将裂解气高速导入夹套水冷管的方法, 实现了对高温裂解气的快速急冷, 显著地避免了裂解气中 CO 与 O 的逆反应, 获得了意想不到的 CO₂ 高转化率。本文利用计算流体力学软件模拟这一过程, 以期揭示这种新的冷却方法导致极快速冷却的机制。模拟结果表明, 加装收缩喷嘴确实可以期待对高温射流产生 10⁷ K·s⁻¹ 量级的温降速率。深入分析表明, 仅仅靠气体动力学效应不能完全解释如此快速的冷却速率。从喷管高速喷出的黏性流体在夹套水冷管内形成高速涡流, 这种涡流一方面增强了主流体对周围气体的卷吸, 另一方面加强了被卷吸流体在被卷入之前与夹套水冷管壁面的强制换热过程, 是导致快速急冷的主要机制。

关键词: 气体动力学; 收缩型喷嘴; 急冷机制; 数值模拟; 计算流体力学

中图分类号: TQ 037⁺.1; O 354.2; O 539 文献标志码: A 文章编号: 0438—1157 (2017) 11—4079—09

Simulation for a novel method to quench super-high temperature fluid

RAN Tangchun, YANG Tao, CHEN Pan, LI Jiao, YIN Yongxiang

(Centre of Plasma Technology, College of Chemical Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, Sichuan, China)

Abstract: There are many strong endothermic chemical reactions achieved by super-high temperature, they need quickly quenching to avoid reverse reaction for obtaining substantial yield. Based on our experiments of CO₂ pyrolysis by thermal plasma, where a non-conventional quenching was achieved with setting a converging nozzle at the exit of reactor to lead the pyrolysis gas at high speed into cooling tube, the reverse reaction CO+O=CO₂ was unusually suppressed and very high CO₂ conversion was achieved. To understand the mechanism of the novel quench phenomena, a CFD Simulation was carried out. It verified that a quenching rate of 10⁷ K·s⁻¹ could be expected, but the quench phenomena cannot be understood only by gas dynamics principle. A deep analysis on simulation revealed that converging nozzle resulted in viscous fluid strong rotating eddy in the cooling tube, it is the strong rotating eddy that enhance greatly both of the fluid entrainment into body jet and the forced heat transfer of the fluid at the cooling tube before entrainment.

Key words: gas dynamics; converging nozzle; quenching; numerical simulation; CFD

引言

许多强吸热的气相化学反应, 常常需要在数千

开尔文温度下才能得到可观的转化率和选择性。例如, 甲烷裂解制乙炔或 CO₂ 裂解制 CO 最适合的反应温度是 3500 K 左右^[1-5]。由电弧放电产生的热等

2016-12-19 收到初稿, 2017-07-06 收到修改稿。

联系人: 印永祥。第一作者: 冉唐春 (1987—), 男, 硕士研究生。

基金项目: 国家自然科学基金项目 (11375123)。

Received date: 2016-12-19.

Corresponding author: Prof. YIN Yongxiang, hyyx0675@sina.com

Foundation item: supported by the National Natural Science Foundation of China (11375123).

离子体非常容易产生数千开的超高温^[6-8], 近年来常常被用于此类强吸热反应过程^[5, 9-13]。然而, 在等离子体反应器高温区生成的目标产品, 例如乙炔或 CO, 在流出反应区时如果不被快速地急冷, 将因为各自固有的化学特性而进一步转化为其他产品或通过逆反应恢复原状^[2, 10]。因此, 对流出的高温流体必须进行 $10^7 \sim 10^8 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级^[2, 5]的快速急冷才能获得可观的目标产品。一般地, 使用常规的换热手段很难实现如此快速的降温^[14]。

收缩型喷管是一种类似 Laval 喷管的气力压送器件^[15], 利用流道截面变化和流体可压缩特性使流体在喷管中高速通过, 将流体热运动能量转化为定向运动能量, 从而降低流体静温^[16-19]。Li 等^[20]对气体在直通喷管和 Laval 喷管中流动进行了数值模拟, 表明在相同条件下, Laval 喷管出口处, 气体具有更高的出口速率和更低的出口静压。Kuan 等^[21]模拟了 1800 K 的金属蒸气通过 Laval 喷管时形成超声速流动的静温特性, 认为在一定条件下, Laval 喷管的作用可以使喷管出口处蒸气静温降低 50%。Bayazitoglu 等^[6]以及 Dharavath 等^[22]进行的模拟也得出类似结果。然而, 上述模拟工作都只考虑了流体在喷管内的流动或静温变化。事实上, 流体快速通过 Laval 喷管由于停留时间极短, 一般被认为是绝能过程, 静温降低只是热能转化为定向动能, 流体所含能量并未减少。当流体流出喷嘴后速度降低, 定向动能又将转化为热能, 出现所谓“返温”现象。另外, 如果温度为数千开的气体流过收缩喷管, 受气体动力学规律限制, 流体的出口速率最多达到当地声速^[23-24], 即使不考虑“返温”现象, 也只能对流体实现有限降温, 往往达不到快速“冻结”目标产物所需温度 $< 1000 \text{ K}$ 的要求。

在前期用热等离子体裂解 CO_2 的实验中, 采用在高温反应器出口加设收缩喷管使高温裂解气 (3000 K 以上) 高速喷入夹套水冷换热管的方法, 首次获得了意想不到的二氧化碳高转化率。动力学分析表明, 这意味着裂解气流出反应器时从数千开降到 1000 K, 冷却速率达到 $10^7 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级, 很大程度上抑制了逆反应 ($\text{CO} + \text{O} = \text{CO}_2$) 发生。究竟是什么机制导致收缩喷管的应用产生如此高的降温速率? 对此进行了较为详细的数值模拟研究, 以期发现这种超快速实现大降温差的机理以及所需条件、对所观察到的快速急冷现象给出一个合理的解释。

1 实验现象

快速冷却超高温流体的现象是在一个电弧热等离子体裂解 CO_2 制备 CO 的装置上发现的。如图 1 所示。首先, 在内径 20 mm 的管式等离子体反应器中产生电弧放电将氩气和 CO_2 气体升温到数千开, 完成热裂解反应, $\text{CO}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{O}$, 及 $\text{O} + \text{O} \rightarrow \text{O}_2$, 形成 Ar、CO、 CO_2 、 O_2 、O 等气体组成的超高温流体。在等离子体反应器出口分别采用两种不同几何形状的喷管将高温流体导入内径 200 mm、长度 600 mm 的夹套水冷换热管。两种喷管分别为: ①直通喷管, 内径 20 mm, 长度 12 mm; ②收缩喷管, 入口内径 20 mm, 在 10 mm 长度内逐渐缩小到内径 4 mm, 然后 4 mm 内径通道保持 2 mm 长度。夹套水冷导管末端与大气连接, 在此处取裂解气用气相色谱分析气体组分。

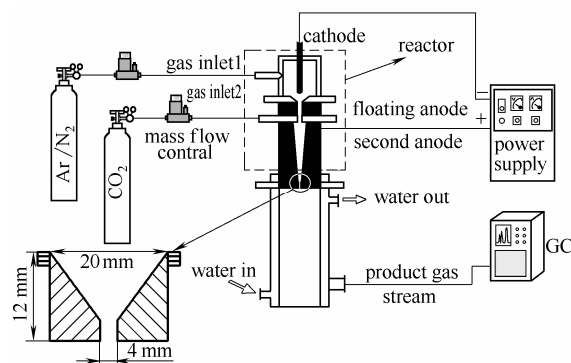


图 1 热等离子体裂解 CO_2 实验流程

Fig.1 Flow chart of CO_2 pyrolysis by thermal plasma

图 2 为电源放电功率 12 kW, Ar 流量 $25 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, CO_2 流量在 $15 \sim 45 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ 情况下的实验结果。可以看到, 热等离子体反应器加装收缩性喷管最终实现的 CO_2 转化率比采用直通喷管普遍高出

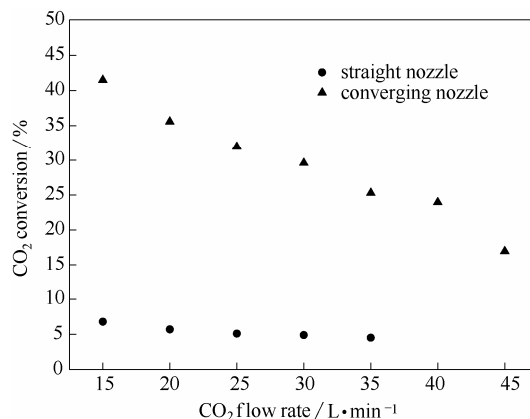


图 2 不同喷管实验得到的 CO_2 转化率

Fig.2 CO_2 conversion with different nozzles

数倍。

对包括导入流体流量、放电输入功率、升温显热和反应潜热以及等离子体发生器热效率等因素在内的能量衡算表明, 在 Ar 流量为 $25 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ 、 CO_2 流量为 $30 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, 放电功率为 12 kW 情况下, 等离子体反应器内气体平均温度可达到约 3050 K 。图 3 是 CO_2 热裂解的化学反应平衡图, 温度 3050 K 对应的平衡体系中 CO_2 、 O 、 O_2 的摩尔分数分别为 50%、8%、21%。一般地, 热等离子体反应器内化学反应可以被认为达到局域热平衡, 因此, CO_2 在反应器中的转化率应为 50% 左右。但是, 在冷却换热管远端的取样分析表明(图 2), 采用直通喷管时, 实际获得 CO_2 转化率仅为 4%, 而采用收缩型喷管

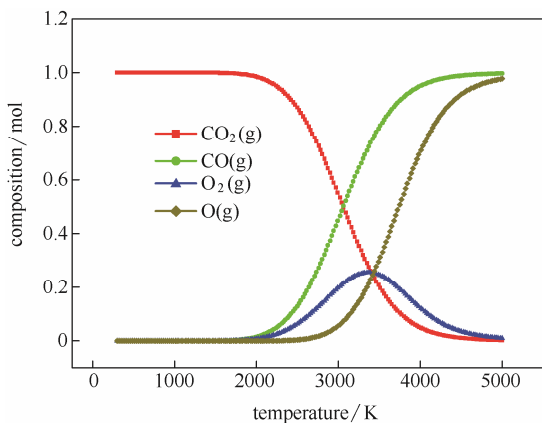


图 3 CO_2 热裂解反应的热力学计算

Fig.3 Thermodynamic equilibrium of CO_2 pyrolysis

得到的 CO_2 转化率高达 32%。据此推测, 收缩型喷管的采用应该对流体产生了良好的急冷效果, 很大程度上避免了裂解气在流出反应器过程中的逆反应, 而直通喷管几乎没有这样的效果。为了理解采用收缩喷管如何造成了这种急冷效应, 以下利用 Fluent 软件对该过程进行数值模拟。

2 计算区域与边界条件

以放电功率 12 kW , Ar 流量 $25 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ 、 CO_2 流量 $30 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$, 即总质量流量为 $0.00173 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$ 的实验操作参数为例进行数值模拟。此时气体以 3050 K 温度下的化学平衡组成形成的高温流体分别通过前述的两种喷管导入前述的水冷夹套换热管, 利用 Fluent 软件模拟此高温流体在喷管与冷却换热管区域中的流动状态。由于喷管和冷却套管均为同轴圆筒型结构, 计算区域具有中心轴旋转对称性, Fluent 计算采用 2D 轴对称旋转模型^[25-26]。为了直观起见, 图 4 分别给出了针对直通喷管和收缩型喷管的计算网格。

对于直通喷管+冷却导管还是收缩型喷管+冷却导管的模拟, 取相同的边界条件:

(1) 在入口处选择相同的质量流量 ($Q=0.00173 \text{ kg}\cdot\text{s}^{-1}$) 和裂解气摩尔分数, 相同的气体温度 3050 K ;

(2) 气体在喷管和冷却换热管壁面无滑移流动, 由于冷却换热管段壁面有夹套冷却水循环, 壁面恒温 $T_w = 320 \text{ K}$ 。

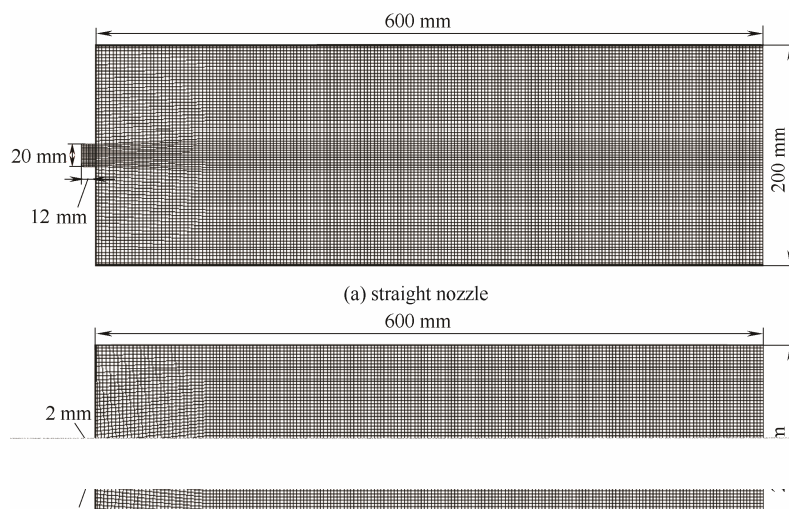


图 4 两种喷管情形的计算区域与网格划分

Fig.4 Computational domain and grid structure for both cases

(3) 冷却换热管出口与大气联通，选择出口绝对压强 $p=0.101$ MPa。

另外，由于计算域内流体的流速、温度、质量密度变化范围大，Fluent 界面操作中，选择以压强为基准物理量贯穿整个运算。选择 SIMPLE^[27]算法，求解器选择耦合显示模式，湍流模型采用的 $k-\omega$ SST^[28-29]模型，以及一些常用的假设，例如理想可压缩流体，局域热力学平衡，忽略重力因素，定常流动，流体为湍流流动但满足轴对称条件，气体具有内摩擦等。各种气体的物性参数使用由 Fluent 程序自带的数据库自动寻找。最后以残差稳定并小于 10^{-5} 结束运算。

3 模拟结果

3.1 温度分布

图 5 为模拟得到的两种喷管情况下的温度分布云图，为了方便分析，也将两种情形下中心轴线上流体温度分布用图 6 表示。

模拟结果表明，收缩喷管的采用确实可以期待超强的降温效果。以轴线上温度分布为例，收缩型喷管情形下，流体温度从进口时的 3050 K 在喷管出口处降到 2638 K，此段降温应该是热运动能量转化为定向动能所致，满足气动力学规律；然后，流体射入冷却换热管后，在约 58 mm 处迅速降到 1000 K。而直通喷管情形下流体温度从进口时的 3050 K

图 6 两种喷管中心轴线上温度分布曲线

Fig.6 Temperature profile along symmetry axis of converging nozzle and straight nozzle

一直到喷管出口几乎没有变化，射入冷却导管后经过相当一段距离才开始降温，但降温速率十分缓慢，在 200 mm 还有 1847 K，即使到了水冷管末端（612 mm 处），温度还有 1048 K。

3.2 速率分布

图 7 给出了两种喷管情况下流体流动的速率分布云图，而图 8 为中心轴线上流体速率分布。

从速度分布云图以及轴线速度分布可以看出流体通过喷管进入冷却导管的流动状态。在直通喷嘴情形下，流体在喷管段的入口速率和出口速率均为 $38.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ，属于低亚声速流动特征。在收缩型喷嘴情形下流体速率从入口 $20.68 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 增至出口速

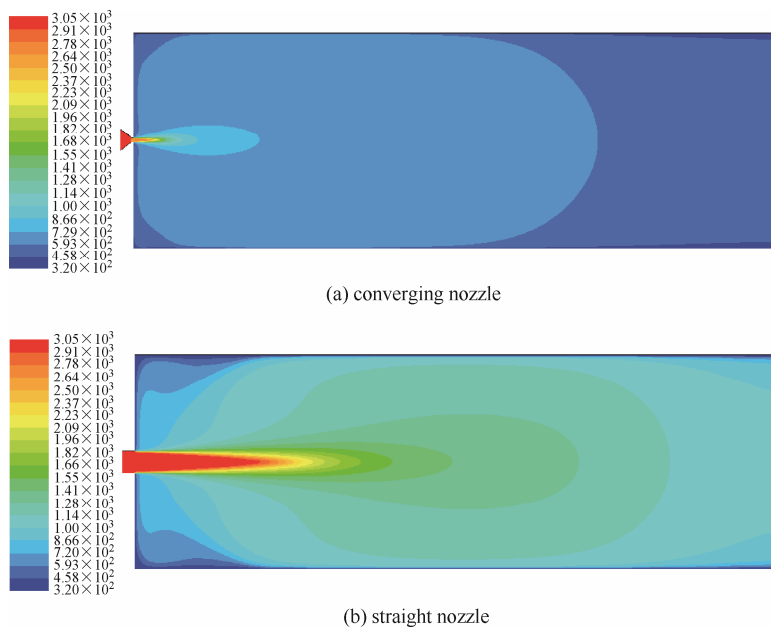


图 5 两种喷管情形下的温度分布云图

Fig.5 Temperature distribution cloud maps of converging nozzle and straight nozzle

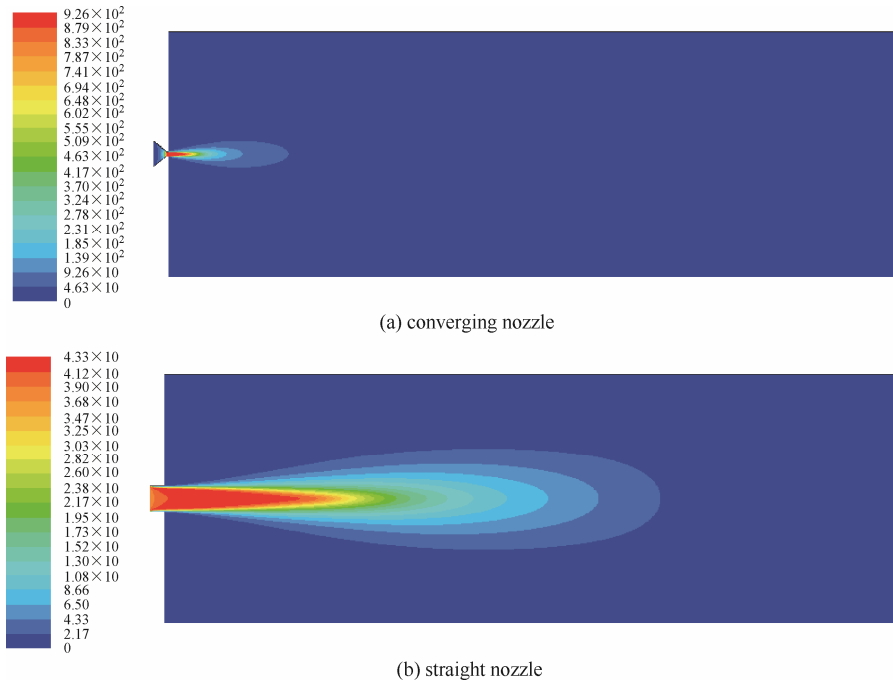


图 7 两种喷管情形下的速率分布云图
Fig.7 Velocity distribution for both cases

率 $894 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 。由于出口处流体的静温为 2638 K ，考虑流体的成分组成，其绝热指数 $k=1.31$ ，气体常数 $R=232 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ，因此当地声速为 $895.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ，流体在收缩喷管出口处已具有声速流动特征。Mach 数达到 1。因此，当使用不同出口内径的喷管时，在相同的入口条件下，流体将以完全不同的流动状态喷入冷却导管。

$$R_q = \frac{T_a - T_b}{\Delta t} \quad (1)$$

$$\Delta t = \int_a^b \frac{dx}{u(x)} \quad (2)$$

式中， $u(x)$ 为流体在中心轴线上的速率， T_a 、 T_b 分别为中心轴线上 a 、 b 两点的温度。采用收缩喷管时，流体在冷却导管内，温度从 2638 K 降到 1000 K 时，可期待的降温速率为 $1.32 \times 10^7 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$ 。

3.3 压力分布

在相同的质量流量下，流体在不同喷管出口处的流速差异势必带来相应的静压差别，图9为Fluent程序自洽给出的两种喷管情形下中心轴线上的静压

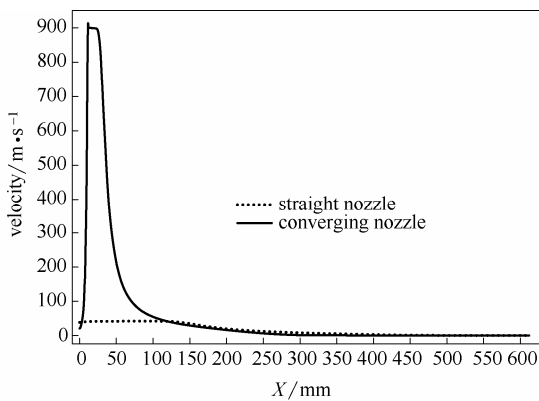


图 8 两种喷管中心轴线上速度分布曲线
Fig.8 Curves of velocity along symmetry axis of converging nozzle and straight nozzle

正是这种流动状态的巨大差异导致了流体在冷却导管中迥异的换热效果。

利用图 6、图 8 可估计收缩喷管情形下流体在冷却导管内的降温速率 R_q 。

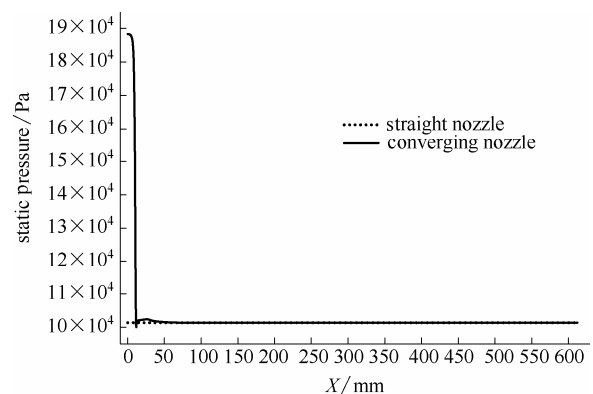


图 9 两种喷管情形下轴线上静压分布
Fig.9 Curves of static pressure along symmetry axis of converging nozzle and straight nozzle

强分布对比。

在收缩型喷管情形下,喷管入口处静压为 188.3 kPa (绝对压强),在喷管出口处骤降到 101.5 kPa。而直通喷管情形下,喷管入口处静压为 101.3 kPa,在喷管出口处也保持同样的数值(因此曲线在 12 mm 以后几乎与收缩喷管压强曲线重叠)。这与前述的速率分布相对应,收缩型喷管出口速率很大,大部分静压被转换成了动压,其静压向动压的转化达到 46%;而直通喷管的进出口速率相同,所以静压保持不变。

4 对模拟结果的检验

根据可压流体的气动力学公式^[23]可以解析计算收缩喷管进出口处的上述物理量并以此检验模拟结果的合理性。

$$\left(\frac{T}{T^*}\right) = \left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)^{-1} \quad (3)$$

$$\frac{p}{p^*} = \left(\frac{T}{T^*}\right)^{\frac{k}{k-1}} = \left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)^{-\frac{k}{k-1}} \quad (4)$$

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \left(\frac{T}{T^*}\right)^{\frac{1}{k-1}} = \left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)^{-\frac{1}{k-1}} \quad (5)$$

$$Q = \sqrt{\frac{k}{R}} \frac{p}{\sqrt{T^*}} A \left(1 + \frac{k-1}{2} Ma^2\right)^{\frac{1}{2}} Ma \quad (6)$$

式中, T^* 、 p^* 、 ρ^* 分别为流体的总温、总压和总密度,可近似取入口数值; Q 为混合气体的质量

流量; A 为喷管的出口截面积; Ma 为当地 Mach 数; k 为气体绝热指数, R 为气体常数,两者均与气体的组成相关,本文中分别为 1.31 和 $232 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$; T 、 p 、 ρ 分别为流体在出口处的静温、静压和静密度。取 Mach 数为 1 代入以上公式计算,结果表明,对于收缩喷管的数值计算与解析计算结果对于出口静温度、入口总压强、出口总流量的误差均小于 0.1%。因此验证了数值模拟在网格划分,计算方法选择上的合理性。

关于从收缩喷嘴高速进入冷却导管后气体发生进一步的快速降温过程,目前尚无文献报道,其合理性将根据下面气体在冷却导管内的流动特征进行分析。

5 气体在冷却导管内的流动特征

气体在两种喷管出口处的流速差别,必然导致流体在冷却导管内的流动差异。图 10 为模拟得到的气体从两种喷管进入冷却导管内的流线图。流体在冷却导管中的流动具有明显的涡流特征,这种涡流流动在冷却导管前端(或距喷管出口不远处)不断地将周围流体卷入刚从喷管出来的中心主流通道,在冷却导管远端又将主通道流体抛射入涡旋通道(动画显示时更为直观),因此在主通道此段内形成强烈的质量传递。图 11 分别给出了使用两种喷管时流体在距离冷却换热导管壁面 1 mm 的圆柱面上的

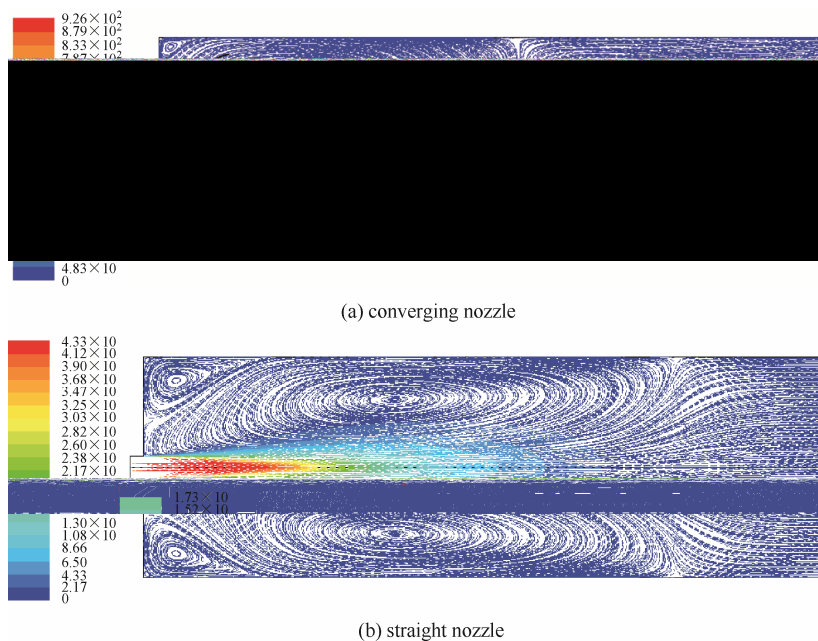


图 10 两种喷管情形下流体在冷却导管中流动的速度流线图
Fig.10 Pathlines of fluid in cooling tube for both cases

轴向流动速率（负值表示回流），收缩喷管情形下近壁面的回流速率远大于直通喷管回流速率。图 12

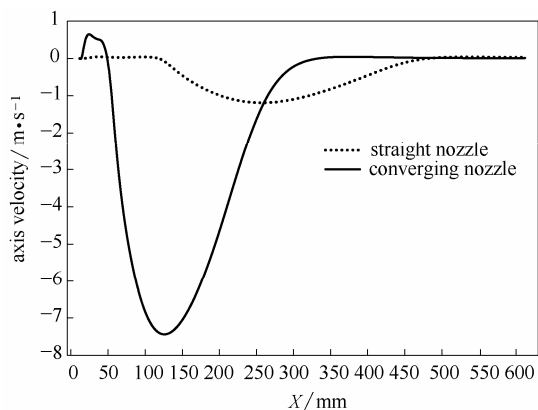


图 11 两种喷管情形下距冷却导管壁面 1 mm 的圆柱面上流体轴向速率分布

Fig.11 Axial velocity on cylinder surface of 1 mm away from cooling wall for two nozzles

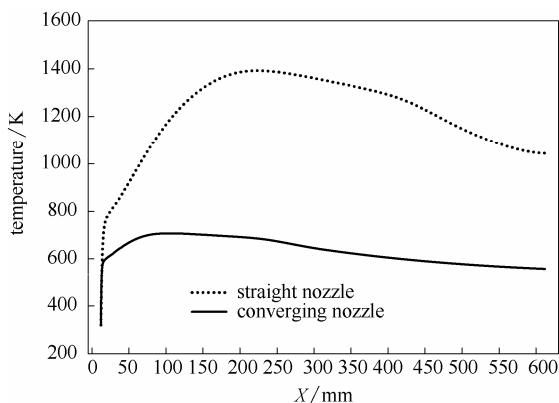


图 12 两种喷管情形下距轴线 20 mm 处的圆柱面上流体温度分布

Fig.12 Static temperature on face of cylinder surface of 20 mm away from symmetry axis for two nozzles

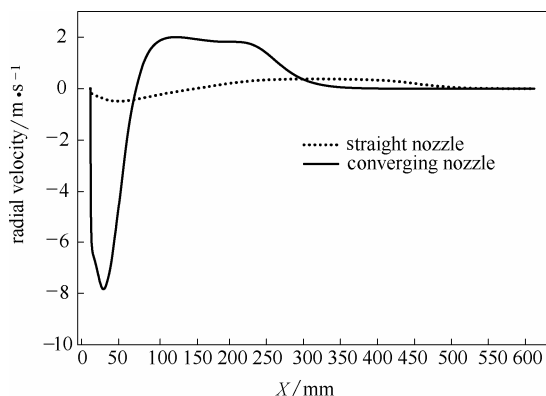


图 13 两种喷管情形下距轴线 20 mm 处的圆柱面上流体的径向速率分布

Fig.13 Radial velocity at cylinder surface of 20 mm away from symmetry axis for two nozzles

分别给出了在距离中心轴线 20 mm 的圆柱面上流体的温度分布，收缩喷管情形下被卷入流体的温度比直通喷管情形要低很多。图 13 分别给出了流体距轴线 20 mm 处的圆柱面上流体的径向速率（负值表示卷入，正值表示抛射），收缩喷管情形下流体的卷入速率和抛射速率均比直通喷管情形要大很多，说明收缩喷管情形下产生的涡流更为剧烈。

6 分析与讨论

利用上述模拟结果，可以讨论使用收缩喷管快速冷却超高温流体的两步机制。首先，相对于直通喷管，收缩型喷管出口截面小，为了流过相同的质量流量，其入口静压会自洽地提升至 188.3 kPa，使流体在喷管出口处以 894 m·s⁻¹ 的速率射入冷却换热管。同时，遵从气动力学规律部分静压转换为动压，喷管出口静压降为 101.5 kPa，静温从入口的 3050 K 降到出口（12 mm 处）的 2638 K，实现第 1 步降温。显然，此点温度对于 CO₂ 热裂解而言不满足避免逆反应、“冻结”反应产品所需低于 1000 K 的要求。模拟结果显示高速流体在冷却换热管内还存在第 2 步快速降温。从收缩喷管高速射入冷却导管的流体，由于黏性，在换热管内自动产生剧烈涡流，这种流动导致的直接结果是在靠近喷嘴出口处不断有周围流体被卷入主流通道。相对于直通喷管，收缩喷管造成被卷入流体的温度更低（图 12），速率更大（图 13），在主流通道内形成更为强烈的质量和能量交换，加快了对喷管出口射流的冷却。其次在距喷管出口远端，涡流又将主通道流体抛射入涡旋通道，造成进入涡旋通道的流体以较大的回流速率与冷却导管壁面进行强制对流换热。众所周知，强制对流给热系数^[30]

$$\alpha = 1.86 \left(\frac{c_p \mu \rho \lambda^2}{d_i L} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{\mu}{\mu_w} \right)^{0.14} \quad (7)$$

与流体相对于壁面流速的 1/3 次幂呈正比。图 11 表明，收缩喷管情形下流体在近壁面处的回流速率约是直通喷管情形的 8 倍，所以造成流体与壁面之间的换热速率要快约 2 倍，从而将流体中的热量实质性地迅速传递给冷却导管，最终由夹套中的冷却水带走，同时避免了“返温”现象。从 Fluent 模拟给出的能量流动报告可以证明这一推断。由本文入口条件（组分、质量流、温度）可以计算，流体的入口能流为 4444 W。对于收缩喷管情形，Fluent 报告给出从冷却导管壁面传出的热流为 4126 W，从

冷却导管出口流体带出的焓值为 318 W；而直通喷管情形下，从冷却导管壁面传出的热量为 3477 W，从冷却导管出口流体带出的焓值为 967 W，两者均满足能量守恒。

至此，可以总结使用收缩喷管带来快速冷却的物理机制和条件。针对本文所取的算例，(1) 高温流体通过收缩喷管膨胀加速到 $894 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ ，按照可压缩气体动力学规律，流体所含热运动动能在喷管内部分转化为流体定向动能，实现第 1 次快速冷却；

(2) 从喷管射出的高速流体在冷却换热管中，由于黏性产生剧烈涡流，涡流在冷却换热管近端不断地将经过冷壁换热的流体卷入主流通道，在冷却换热管远端又不断地将主通道流体抛射入涡旋通道，使进入涡旋通道的流体以较大的回流速率与冷壁面进行强制对流换热，冷却后的旋流又回到喷管出口外不远处被注入主流体。如此周而复始，最终强化了流体与壁面的换热，实现对主流流体的第 2 次快速冷却。形成这种冷却的必要条件为，流体必须高速射入冷却管道。因此，只有使用适当的收缩喷管才能实现快速冷却。

7 结 论

在以热等离子体裂解 CO_2 的实验中，根据 CO_2 转化率大幅提高的实验现象，推断收缩型喷管与冷却换热管配合可对超高温流体进行快速冷却。从实验操作参数出发，用 Fluent 软件对该过程进行了模拟。模拟结果显示用收缩型喷管与冷却换热管的方法确实可以期待对高温气体的快速急冷，从 3050 K 到 1000 K 的降温速率可达到 $10^7 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$ 量级。根据模拟给出的信息，分析了此种方法使超高温流体快速冷却的机制。

首先，在收缩喷管内流体遵从气动力学规律被膨胀加速成高速流体，将热能转化为定向动能，实现流体的首次降温。其次，从收缩喷嘴高速进入冷却导管的流体，由于黏性作用在导管内产生涡流，这种涡流在冷却导管前端不断地将通过冷却导管壁面冷却的回流卷入主流通道，使主通道流体迅速冷却，同时主通道下游区不断地将部分流体抛射入涡旋通道，使流体在近壁面处以较大的回流速率与冷却导管壁面进行强制对流换热将热量传出，如此周而复始，实现流体的快速冷却。形成这种冷却的必要条件为，流体必须高速射入冷却管道。因此，快速冷却只有使用收缩喷管才能实现。

致谢：作者特别感谢中国国家自然科学基金 No.11375123 对本项目的资助。

References

- [1] KANG H S, LEE D H, KIM K T, *et al.* Methane to acetylene conversion by employing cost-effective low-temperature arc[J]. *Fuel Processing Technology*, 2016, **148**: 209-216.
- [2] FRIDMAN A. *Plasma Chemistry*[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2008: 260-262.
- [3] KWAK H S, HAND S U, HONG Y C, *et al.* Disintegration of carbon dioxide molecules in a microwave plasma torch[J]. *Scientific Reports*, 2015, **5**: 18436.
- [4] HONG C K, NA Y H, UHM H S, *et al.* Effects of mass flow rate on the thermal-flow characteristics of microwave CO_2 plasma[J]. *Journal of Nanoscience & Nanotechnology*, 2015, **15**(3): 2338-2341.
- [5] YUM S H, KIM G J, PARK D W, *et al.* Decomposition and conversion of carbon dioxide into synthesis gas using thermal plasma[J]. 1997, **3**(4): 293-297.
- [6] KOBAYASHI A, OSAKI K, YAMABE C, *et al.* Treatment of CO_2 gas by high-energy type plasma[J]. *Vacuum*, 2002, **65**(3): 475-479.
- [7] TAO X M, BAI M G, WU Q Y, *et al.* CO_2 reforming of CH_4 by binode thermal plasma[J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2009, **34**(23): 9373-9378.
- [8] HUCKO A, SZYMANSKI A. Thermal decomposition of carbon dioxide in an argon plasma jet[J]. *Plasma Chemistry & Plasma Processing*, 1984, **4**(1): 59-72.
- [9] 罗义文, 漆继红, 印永祥, 等. 等离子体裂解天然气制乙炔的技术和经济分析[J]. *天然气化工·C1 化学与化工*, 2002, **27**(3): 37-42.
- [10] LUO Y W, QI J H, YIN Y X, *et al.* Analysis of technology and economy for acetylene production by pyrolysis of natural gas in plasma[J]. *Natural Gas Chemical Industry*, 2002, **27**(3): 37-42.
- [10] 陶旭梅, 代伟, 陈琦, 等. 等离子体射流裂解天然气制乙炔的实验[J]. *天然气工业*, 2006, **26**(4): 131-134.
- [11] TAO X M, DAI W, CHEN Q, *et al.* Laboratory test for conversion of natural gas to acetylene by plasma jet[J]. *Natural Gas Industry*, 2006, **26**(4): 131-134.
- [11] 余徽, 印永祥, 戴晓雁, 等. 等离子体射流裂解甲烷制乙炔的数值模拟[J]. *化工学报*, 2006, **57**(10): 2319-2326.
- [12] YU H, YIN Y X, DAI X Y, *et al.* Numerical simulation of methane conversion to acetylene in plasma jet reactor[J]. *Journal of Chemical Industry and Engineering(China)*, 2006, **57**(10): 2319-2326.
- [12] LEDE J, LAPICQUE F, VILLERMAUX J, *et al.* Production of hydrogen by direct thermal decomposition of water[J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 1983, **8**(9): 675-679.
- [13] BOCKRIS J O, DANDAPANI B, COCK D, *et al.* On the splitting of water[J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 1985, **10**(3): 179-201.
- [14] SUNDSTROM D W, DEMICHELLE R L. Quenching processes for high temperature chemical reactions[J]. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design & Development*, 1971, **10**(1): 114-122.
- [15] KHAN S A, ASHFAQ S. Experimental studies on low speed converging nozzle flow with sudden expansion[J]. *International Journal of Emerging Technology and Advanced Engineering*, 2014, **4**(1): 532-540.
- [16] 刘杨, 边江, 郭晓明, 等. Laval 喷管内激波位置的计算及制冷性能分析[J]. *低温与超导*, 2016, **44**(6): 14-17.

- LIU Y, BIAN J, GUO X M, *et al.* Calculation of shock-wave position and analysis of refrigeration performance in Laval nozzle[J]. *Cryogenics*, 2016, **44**(6): 14-17.
- [17] 高全杰, 汤红军, 汪朝晖, 等. 基于 Fluent 的超音速喷嘴的数值模拟及结构优化[J]. *制造业自动化*, 2015, **37**(2): 88-90.
- GAO Q J, TANG H J, WANG Z H, *et al.* Numerical simulation and structure optimization of supersonic nozzle based on Fluent[J]. *Manufacturing Automation*, 2015, **37**(2): 88-90.
- [18] 周章根, 马德毅. 基于 Fluent 的高压喷嘴射流的数值模拟[J]. *机械制造与自动化*, 2010, **39**(1): 61-62.
- ZHOU Z G, MA D Y. Numerical simulation of high-pressure jet nozzle based on Fluent[J]. *Machine Building & Automation*, 2010, **39**(1): 61-62.
- [19] BAYAZITOGU Y, BROTZEN F R, ZHANG Y. Metal vapor condensation in a converging nozzle[J]. *Nanostructured Materials*, 1996, **7**(7): 789-803.
- [20] LI Z D, ZHANG G Q, LI Z, *et al.* Simulation of gas flow field in Laval nozzle and straight nozzle for powder metallurgy and spray forming[J]. *Metallurgy and Metal Working*, 2008, **15**(6): 44-47.
- [21] KUAN B T, WITT P J. Modelling supersonic quenching of magnesium vapour in a Laval nozzle[J]. *Chemical Engineering Science*, 2013, **87**(2): 23-39.
- [22] DHARAVATH M, SINHA P K, CHAKRABORTY D, *et al.* Simulation of supersonic base flow: effect of computational grid and turbulence model[J]. *Proteins-structure Function & Bioinformatics*, 2009, **74**(2): 390-399.
- [23] 潘锦珊, 单鹏. 气体动力学基础[M]. 北京: 国防工业出版社, 2012: 620-622.
- PAN J S, SHAN P. *Fundamentals of Gasdynamics*[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2012: 620-622.
- [24] NIU K, TAKAYUKI A. Analysis for high compressible supersonic flow in a converging nozzle[J]. *Fluid Dynamics Research*, 1988, **4**(3): 195-203.
- [25] 曹义华, 陆家鹏. 管道轴对称旋转流的数值模拟[J]. *弹道学报*, 1992, (3): 14-18.
- CAO Y H, LU J P. The numerical simulation of axisymmetric swirling flow in a round pipe[J]. *Journal of Ballistics*, 1992, (3): 14-18.
- [26] 王平, 刘学山, 乔立民. 轴对称拉瓦尔喷管流场分析[J]. *飞机设计*, 2013, **33**(2): 23-26.
- WANG P, LIU X S, QIAO L M. Axisymmetric Laval nozzle flow field analysis[J]. *Aircraft Design*, 2013, **33**(2): 23-26.
- [27] 陶文铨. 数值传热学[M]. 西安: 西安交通大学出版社, 2001: 566-570.
- TAO W Q. *Numerical Heat Transfer*[M]. Xi'an: Xi'an Jiaotong University Press, 2001: 566-570.
- [28] 周宇, 钱炜祺, 邓有奇, 等. $k-\omega$ SST 两方程湍流模型中参数影响的初步分析[J]. *空气动力学学报*, 2010, **28**(2): 213-217.
- ZHOU Y, QIAN W Q, DENG Y Q, *et al.* Introductory analysis of the influence of Menter's $k-\omega$ SST turbulence model's parameters[J]. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2010, **28**(2): 213-217.
- [29] MENTER F R. Zonal two-equation $k-\omega$ turbulence models for aerodynamic flows[R]. NASA, 1992.
- [30] 柴诚敬. 化工原理[M]. 北京: 高等教育出版社, 2005: 246-248.
- CHAI C J. *Principle of Chemical Engineering*[M]. Beijing: Higher Education Press, 2005: 246-248.