



惯性约束聚变靶丸内杂质气体抽空流洗过程的数值模拟

邹雄 漆小波 张涛先 高章帆 黄卫星

Numerical simulation of filling and evacuating process of impurity gas in target capsule of inertial confinement fusion

Zou Xiong Qi Xiao-Bo Zhang Tao-Xian Gao Zhang-Fan Huang Wei-Xing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 075207 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201491

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201491>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

低温冷冻靶温度动态特性的数值模拟研究

Numerical simulation of dynamic thermal characteristics of cryogenic target

物理学报. 2017, 66(19): 190702 <https://doi.org/10.7498/aps.66.190702>

气力提升系统气液两相流数值模拟分析

Numerical simulation of gas-liquid two-phase flow in gas lift system

物理学报. 2020, 69(6): 064705 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191755>

油滴撞击油膜层内气泡的变形与破裂过程的数值模拟

Numerical simulation of deformation and rupture process of bubble in an oil film impacted by an oil droplet

物理学报. 2018, 67(11): 114701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180133>

非平衡感应耦合等离子体流场与电磁场作用机理的数值模拟

Numerical investigation on interaction mechanisms between flow field and electromagnetic field for nonequilibrium inductively coupled plasma

物理学报. 2019, 68(18): 185202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190865>

Ar-O₂混合气体电弧的数值模拟

Numerical simulation of mixture gas arc of Ar-O₂

物理学报. 2019, 68(17): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190416>

三维电磁扩散场数值模拟及磁化效应的影响

Three-dimensional numerical simulation of electromagnetic diffusion problem and magnetization effects

物理学报. 2019, 68(3): 030201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181567>

惯性约束聚变靶丸内杂质气体抽空流洗过程的数值模拟

邹雄¹⁾²⁾ 漆小波^{2)†} 张涛先¹⁾ 高章帆¹⁾ 黄卫星^{1)‡}

1) (四川大学化学工程学院, 成都 610065)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2020年9月7日收到; 2020年11月19日收到修改稿)

低温冷冻靶是实现惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 的关键部件之一. 低温靶靶丸内杂质气体的去除程度和效率对低温靶燃料冰层的在线制备具有重要意义. 依据低温靶物理对冰层杂质含量的设计要求, 在计算靶丸内杂质气体最大允许分压的基础上, 建立了靶丸内气体在微米级充气管内流动的抽空流洗模型. 模拟研究了不同微管尺度及结构、温度对靶丸内杂质气体抽空流洗效率的影响规律, 获得了靶丸充气微管的最佳管型设计方案. 基于最佳管型设计, 优化得到了具有最高抽空流洗效率的抽空时间与流洗次数组合策略.

关键词: 低温靶, 微管流动, 抽空流洗, 数值模拟

PACS: 52.57.-z, 47.61.-k, 47.45.Gx, 47.50.Cd

DOI: 10.7498/aps.70.20201491

1 引言

21世纪以来, 世界经济高速发展, 全球一次能源需求逐年增大, 能源问题日益严峻^[1]. 核能作为一种高效能源, 能有效缓解温室效应, 优化能源结构^[2]. 目前, 核能的利用主要有两种方式, 即核裂变与核聚变. 核聚变产物不具放射性、原料储量巨大、单原子释放核能比大^[3], 与核裂变相比更具应用优势. ICF是实现核聚变的方法之一, 是各国研究核聚变的主要方向^[4-6]. 由于可降低聚变要求的最小靶丸质量, 增强燃烧, 同时减小泰勒-瑞利不稳定性, 低温靶成为通过ICF实现氘氚燃料聚变的首选靶型^[7-9]. 靶丸内氘氚燃料冰层的杂质种类及含量是影响聚变结果的因素之一^[10-11]. 目前, 去除靶内残余杂质气体的主要方式是通过连接在靶丸上

的微直径充气管道进行抽空和流洗^[11-13]. 因此, 微通道内气体流动行为研究是降低靶内杂质气体比例的本质问题.

针对微通道内气体流动行为, 研究者通过机理分析获得了不同微通道下压力、速度或流量的解析解. 2007年, Dongari等^[14]采用二阶滑移边界求解了长微通道内气体滑移流动N-S方程, 结果表明采用高阶滑移边界条件可以提高N-S方程对稀薄气体流动的有效性. Stevanovic^[15]对变截面微通道内的可压缩亚音速气体流动进行了分析研究, 模型为微通道内气体流动的设计分析提供了支撑. 2015年, Das和Tahmouresi^[16]应用积分变换分析了椭圆微通道内充分发展的气体滑移流动, 所建立的模型可用于计算椭圆微通道内滑移流的质量流量与压力分布. 2017年, Kurkin等^[17]研究了等截面通道内进口段的滑移流, 给出了克努森数0—1

† 通信作者. E-mail: xbqi@caep.cn

‡ 通信作者. E-mail: hwx@scu.edu.cn

间的解析公式, 并与模拟结果进行比较, 二者吻合较好. 2018年, 鉴于前人所得解析解存在繁琐复杂的问题, Simlandi^[18] 利用积分技术求解了矩形微通道内的气体流动, 所得结果与文献符合得很好.

关于微通道稀薄气体流动模拟, 研究者对不同形状微通道内的流动性为进行了研究. 2015年, 在前人对不同形状微通道内气体流动行为研究的基础上, Yovanovich 等^[19] 指出了椭圆形微通道与矩形微通道内稀薄气体流动的相似性, 给出了两种截面下的滑移流模型. 2016年, Rovenskaya^[20] 利用耦合一阶滑移边界条件的 N-S 方程, 对 90° 三维弯通道内可压缩气体流动进行模拟, 讨论了几何、气体稀薄度与可压缩性对流场的影响. 2018年, Taassob 等^[21] 用直接模拟蒙特卡罗法, 模拟了含弯管微通道中的稀薄气体流, 提出了弯管的最佳适用曲率半径. 2019年, Ahangara 等^[22–23] 利用具有双弛豫时间的格子玻尔兹曼法, 模拟了瞬态滑移条件下具有多喉部或后向台阶的微通道内的稀薄气体流, 与直接模拟蒙特卡罗法所得结果吻合较好.

但是, 尚无文献报道封闭微小器件通过微通道充放气的气体流动行为, 也无文献从效率的角度对抽空所使用的微米级通道管型进行研究. 本文在推导靶丸内残余气体分压的基础上, 分析了低温靶靶丸内残余气体分压的影响因素, 为微直径管道内杂质气体抽空流洗建立分压上限值. 在充分考虑不同压力气体在微直径管道内流动机理的基础上, 选定滑移流模型, 利用 COMSOL 软件开展数值模拟, 为流洗过程中毛细管选型与最佳中间抽洗压力提供了方法指导. 在此基础上, 还讨论了流洗温度对流洗效率的影响, 证明了低温下进行气体流洗的优势和必要性.

2 模型的建立与验证

2.1 靶内杂质气体分压上限分析

靶物理设计要求靶内杂质的原子数量百分比不超过 0.003%, 由于实际上无法测量原子百分比, 故需将该指标转换成杂质气体分压. 同时为便于分析, 对如图 1 所示的低温靶靶丸作冰层完全光滑, 呈球壳形的假设.

根据靶物理设计要求, 分别计算杂质气体与燃料气体的原子个数, 获得靶内杂质气体原子数量百分比 β :

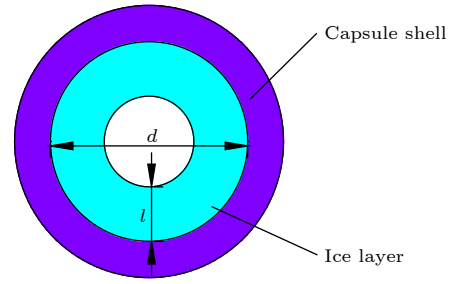


图 1 低温靶靶丸简图

Fig. 1. Schematic of cryogenic target capsule.

$$\beta = \frac{bm_2/M_2}{am_1/M_1 + bm_2/M_2}, \quad (1)$$

式中, a , b 分别为单个燃料分子和杂质气体分子所含原子个数; m_1 , m_2 分别为燃料气体 (冰层) 与杂质气体 (冰层) 的质量; M_1 , M_2 分别为燃料气体与杂质气体的摩尔质量.

考虑杂质冰层体积占比 α , 分别计算燃料与杂质质量, 并代入 (1) 式得:

$$\alpha = \frac{a\beta\gamma\rho_1}{a\beta\gamma\rho_1 + b(1-\beta)\rho_2}, \quad (2)$$

式中, ρ_1 , ρ_2 分别为燃料冰层与杂质冰层密度; γ 为杂质气体与燃料气体摩尔质量之比.

由此计算杂质冰层质量, 并将杂质气体考虑为理想气体, 可得杂质气体分压上限 p_r 计算式为

$$p_r = \frac{a\beta\gamma\rho_1\rho_2}{a\beta\gamma\rho_1 + b(1-\beta)\rho_2} \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{2l}{d} \right)^3 \right] \cdot \frac{RT}{M_2}, \quad (3)$$

式中, d 为靶丸内径; l 为冰层厚度; R 为普适气体常数, $8.3145 \text{ J}/(\text{mol}\cdot\text{K})^{-1}$; T 为靶内温度.

根据式 (3) 可知, 对于内径 d 和冰层厚度 l 一定的低温靶, 影响杂质气体分压上限的因素主要是杂质原子数量百分比上限 β 与靶内温度 T . 显然, β 值越小, 杂质气体分压上限值 p_r 越小; 靶内温度 T 越低, 杂质气体分压上限值 p_r 也越低.

下面以 NIF (National Ignition Facility) 基准靶为参照^[24], 分析靶内温度对 p_r 的影响程度. NIF 基准靶内径 $d = 2 \text{ mm}$, 冰层厚度 $l = 70 \text{ }\mu\text{m}$; 氘燃料冰层密度取 $\rho_1 = 206 \text{ kg}/\text{m}^3$, 杂质气体冰层密度取 $\rho_2 = 1160 \text{ kg}/\text{m}^3$. 由于靶内气体杂质不限于空气, 故将杂质原子百分比上限再取小一个量级, 即 $\beta = 0.0003\%$. 作出该典型工况下, 温度 T 对杂质气体分压上限 p_r 的函数关系图, 如图 2 所示.

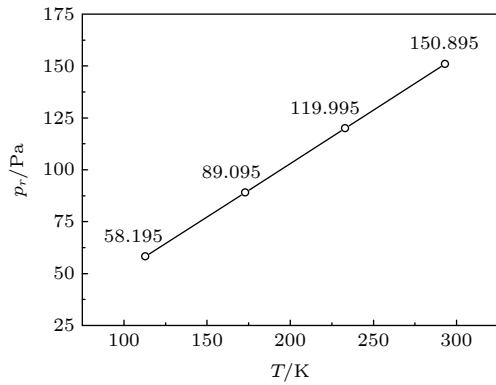


图 2 靶内温度对杂质气体压力上限的影响

Fig. 2. Influence of temperature in target on upper limit of impurity gas pressure.

由图 2 可知, 当靶内温度值取 29, 233, 173 与 113 K 时, 其杂质气体残余压力上限分别为 151, 120, 90 与 60 Pa, 也就是说, 低温引起的杂质气压上限变化分别为 20.5%, 40.4% 与 60.3%. 但是, 由于温度降低, 气体黏度减小, 导致流洗阻力减小, 可提高流洗效率. 所以, 可以考虑通过低温流洗策略进行杂质气体的抽空, 影响最终流洗时间长短的关键在于杂质气压上限降低所增加时间与气体黏度降低所减少时间的相对大小.

2.2 微通道气体流域分析

实际上, 与低温靶黏接的部分微管直径较小, 而远离靶丸后, 使用直径较大的铜管与微管黏接. 这里以 2—10 μm 直径的微管为基础, 讨论低温靶气体流洗问题.

因为靶丸抽空流洗所用毛细管为微米级微管, 在该尺寸影响下, 微通道内的气体流动行为与常见连续流体有所差别. 通常依据气体分子自由程与特征尺寸的相对大小, 作出气体流动领域划分, 以反映不同领域内分子运动机理. Karniadakis 等 [25] 利用克努森数 Kn 作出以下划分, 即当 $Kn < 0.001$, 连续流流域; 当 $0.001 < Kn < 0.1$, 滑移流流域; $0.1 < Kn < 10$, 过渡流流域; $Kn > 10$, 分子流流域. 依据克努森数的定义与气体分子平均自由程计算式, 求得气体临界压力:

$$p = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi d^2 L \cdot Kn}, \quad (4)$$

式中, k 为玻尔兹曼常数, 值为 1.380469×10^{-23} J/K; d 为气体分子平均有效直径, 空气 $d = 3.5 \times 10^{-10}$ m, 氢气 $d = 2.89 \times 10^{-10}$ m.

据式 (4) 作出 $T = 293$ K 时空气与氢气在微米级管道中流域的转换图, 如图 3 所示. 由该图可知, 2—10 μm 直径的微管内空气与氢气的连续流与滑移流转变压力均在 101.325 kPa 以上. 因此, 考虑抽空端压力为 100 Pa 时, 将靶内空气压力抽空至较低中间压力 p_1 (过渡流压力下限以上), 再充注氢气至 101.325 kPa, 并在 100 Pa 低压下继续反复流洗, 以达到降低杂质气体含量的效果. 其具体流程如图 4 所示. 需要注意的是, 由于充注燃料气体过程所需时间与流洗所需时间相比较短, 计算过程不予考虑.

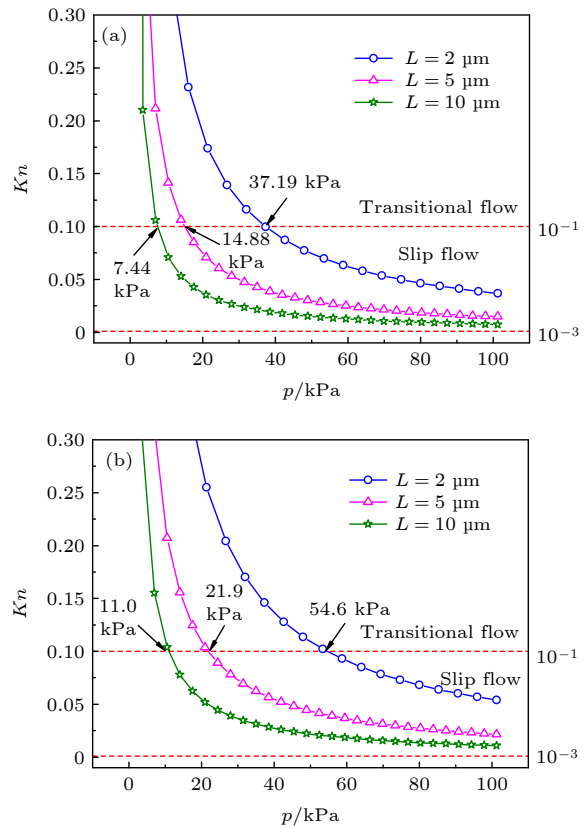


图 3 气体流域的转换 (a) 空气流域的转换; (b) 氢气流域的转换

Fig. 3. Conversion chart of gas flow field: (a) Conversion chart of air flow field; (b) conversion chart of hydrogen flow field.

2.3 模型有效性验证

建立如图 5 所示的低温靶抽空流洗物理模型, 使用低温胶将靶丸与微管一端黏接, 微管另一端连接低压端与燃料端; 靶丸内径为 d , 微管长度为 L_1 , 直径为 D . 模拟过程中, 认为流洗过程中气体温度不变, 且不考虑靶壳厚度与微管壁厚度.

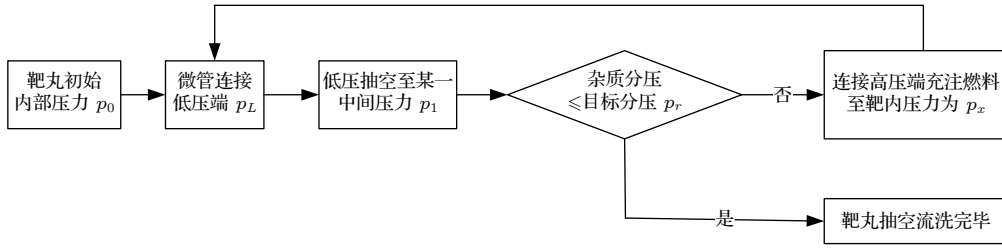


图 4 低温靶抽空流洗的流程图

Fig. 4. Flow chart of target filling and evacuating.

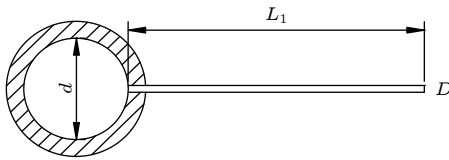


图 5 靶丸抽空流洗物理模型

Fig. 5. The physical model of target filling and evacuating.

在数值计算中, 考虑气体滑移、气体密度与黏度变化、气体比例输入, 添加了滑移流场、化学场与浓物质传递场. 基本控制方程为连续性方程、动量守恒方程与传质方程.

建立低温靶在 100 Pa 低压下的流洗模型, 以靶内压力降至某中间压力的时间 t 作为判断物理量, 进行了网格无关性验证; 同时为保证所建立物理模型的有效性, 以直径 5 μm 、长度 20 mm 微管为例 (低压端 95 kPa、中间压力 96 kPa), 将模拟结果与计算模型比较. 计算模型是小压差条件下, 考虑气体可压缩与速度滑移的 Hagen-Poiseuille 方程^[26-27]

$$Q = \frac{\pi(p_0 - p_L) R^4}{8\mu L} \left[1 - (0.0291854\kappa) \frac{\varepsilon\beta}{1 - \varepsilon/2} + \dots \right] \left[1 + 4 \left(\frac{2}{f_s} - 1 \right) \frac{\lambda}{R} \right], \quad (5)$$

其中 $\kappa = \frac{R^3 \bar{\rho} (p_0 - p_L)}{L\mu}$, $\varepsilon = \frac{p_0 - p_L}{p_L}$, $\beta = \frac{R}{L}$, p_0 与 p_L 为高、低压端压力, R 为微管半径, μ 为气体黏度, L 为微管长度, f_s 是切向动量适应系数, λ 为气体分子平均自由程, k 为波尔兹曼常数, T 为温度, d 为气体分子平均有效直径.

图 6 是模拟结果与计算结果的误差比较图. 由图可知, 靶内气压从 101.325 kPa 降至 96 kPa, 模拟结果与模型结果偏差均在 5.9% 以内, 且随着靶内压力降低 (微管两端压差越小, 越满足小压差条件), 偏差越小. 因此, 所建立的滑移流模型基本与实际情况相符, 可用于模拟计算.

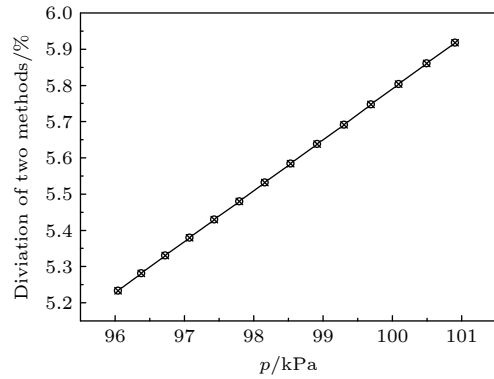


图 6 模拟结果与计算模型的偏差

Fig. 6. Deviation between simulation and formula.

3 结果与讨论

如上所述, 以 NIF 基准靶 ($d = 2 \text{ mm}$, $l = 70 \mu\text{m}$) 作为典型工况, 当 $T = 293 \text{ K}$, $\beta = 0.0003\%$ 时, 残余气体上限压力为 151 Pa. 该分压压力下, 微管尺度、管型、流洗中间压力及温度对流洗效率的影响讨论如下.

3.1 微管长度对流洗时间的影响

取 $p_1 = 56 \text{ kPa}$, $D = 5 \mu\text{m}$, L_1 分别为 5, 20, 35 与 50 mm 的微管, 对低温靶内气体总压与残余杂质气体分压变化进行了计算. 典型结果如图 7 所示, 其微管长度 50 mm. 图中总压 p (实线) 每升高一次, 即表示完成一次杂质气体抽空流洗, 并进入下一次流洗阶段. 该图表明, 随着流洗次数增加, 靶内分压 p_r (虚线) 随之减小, 当流洗次数到达 11 次时, 靶内分压 p_r 降低到 0.15 kPa, 达到流洗要求. 但计算表明, 对于更短的管长 (5—35 mm), 其流洗次数基本都为 11 次; 这是因为滑移流流域内, 气体不发生分馏效应, 只要初始压力与中间压力一致, 流洗完成时各组分分压相同.

虽然不同管长的流洗次数基本相同, 但流洗时间是不一样的, 这种影响见图 8. 该图是不同微管

长度下, 靶丸内残余杂质气体分压随时间的变化曲线. 结合计算结果, 4种微管长度下(5, 20, 35与50 mm)的总流洗时间分别为585, 1752, 2447与2919 s. 也就是说, 以 $L_1 = 50$ mm微管的流洗时间为基准, 采用35, 20和5 mm长的微管流洗时, 将节省约16%, 40%与80%的流洗时间. 其原因是微管长度减小引起管道阻力降低, 进而造成抽气速率增大.

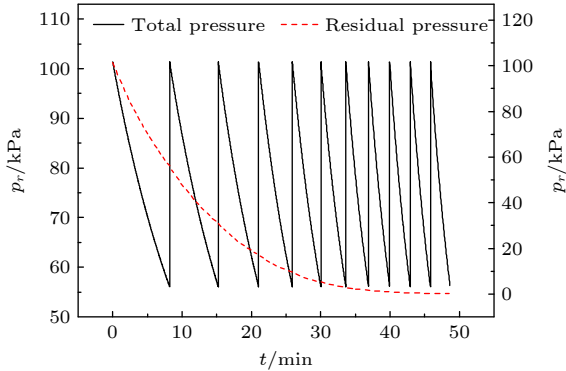


图7 低温靶内气压与杂质气体分压(残余压力)变化
Fig. 7. Variation of total pressure and residual pressure in cryogenic target capsule.

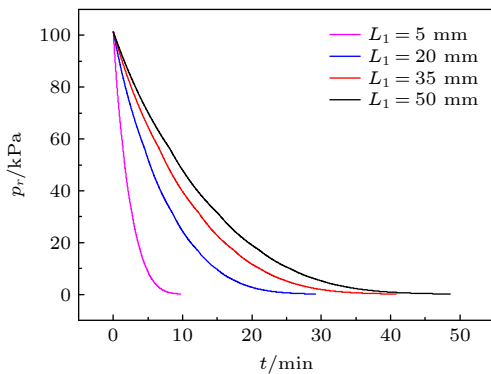


图8 不同微管长度下残余气压的变化
Fig. 8. Variation of residual pressure at different capillary length.

图9 是不同微管长度下, 单次抽空流洗时间的变化曲线. 由图可知, 流洗次数相同时, 管长越长, 该次流洗时间也将增长, 其原因亦为管道阻力的影响. 同时, 对同一管长, 单次流洗时间随着抽空流洗次数的增加而降低, 最终趋于平稳. 这是由于空气与氢气相比, 黏度更大, 流动阻力也相应增大, 导致流洗时间更长; 随着氢气比例的增大, 气体黏度将逐渐向氢气黏度靠近, 流洗时间降低, 最终因氢气成为靶内气体主导成分, 单次流洗时间基本不变.

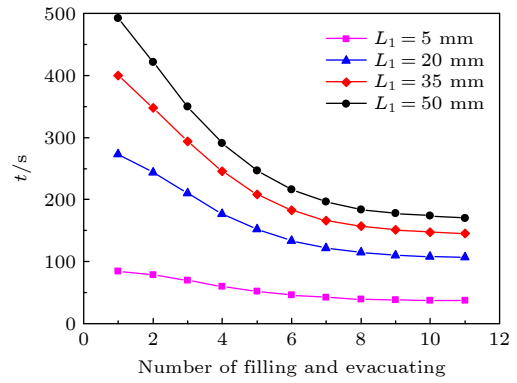


图9 不同微管长度下单次抽空流洗时间的变化
Fig. 9. Variation of single filling and evacuating time at different capillary length.

3.2 微管直径对流洗时间的影响

由对微管长度影响的讨论可知, 在保证低温靶靶体强度的情况下, 为提高低温靶抽空流洗效率, 小直径微管应尽量短. 因此, 取 $p_1 = 56000$ Pa, $L_1 = 20$ mm, 直径 D 分别为2, 4, 6与8 μm 的微管, 研究微管直径对流洗时间的影响.

图10 是不同微管直径下, 靶内杂质残余压力随时间的变化曲线. 当直径为2, 4, 6和8 μm 时, 流洗总时间分别为5478, 2925, 1061和397 s. 以 $D = 2$ μm 的流洗时间为基准, 采用4, 6和8 μm 直径微管流洗时, 将节省约46%, 80%和93%的流洗时间. 其原因是, 微管直径增大引起管道阻力减小, 流洗速率变快. 图11 是不同微管直径下, 单次流洗时间的变化曲线. 显然, 单次流洗时间随抽空流洗次数的增加而减小, 最终趋于平稳. 其原因与不同微管长度下, 单次流洗时间变化的原因一致.

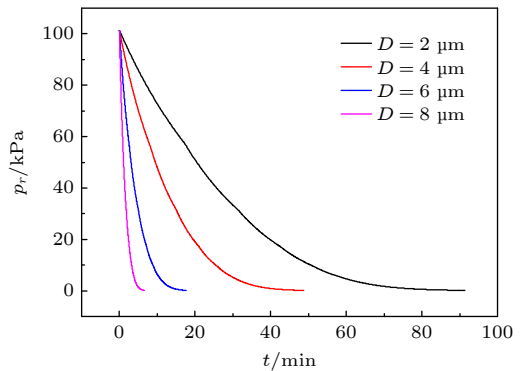


图10 不同微管直径下残余气压的变化
Fig. 10. Variation of residual pressure at different capillary diameter.

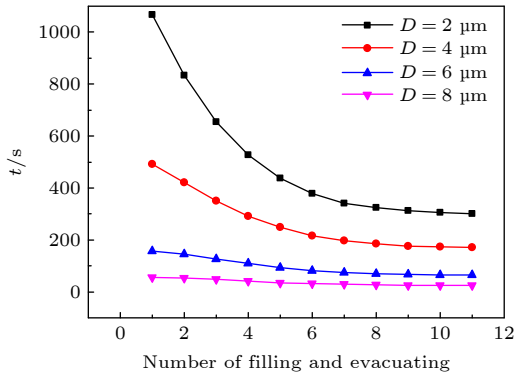


图 11 不同微管直径下单次抽空流洗时间的变化
Fig. 11. Variation of single filling and evacuating at different capillary diameter.

3.3 微管管型对流洗时间的影响

依据微管尺度对流洗效率的影响, 结合聚变动力学稳定性的要求, 提出以下几类管型进行模拟, 其纵截面形式如图 12 所示, 其中间压力均为 $p_1 = 56 \text{ kPa}$. ①内径为 $4 \mu\text{m}$ 、长度 20 mm 的均直圆管; ②前半段为内径 $4 \mu\text{m}$ 、长度 5 mm 的均直圆管, 后半段为内径 $8 \mu\text{m}$ 、长度为 15 mm 的均直圆管; ③第一段是内径 $4 \mu\text{m}$ 、长度 2 mm 的均直圆管, 第二段是入口直径 $4 \mu\text{m}$ 、出口内径 $8 \mu\text{m}$ 、长度为 3 mm 的圆锥管, 第三段是内径为 $8 \mu\text{m}$, 长度是 15 mm 的均直圆管; ④前半段是入口内径为 $4 \mu\text{m}$ 、出口内径 $8 \mu\text{m}$ 、长度为 5 mm 的圆锥管, 后半段为内径 $8 \mu\text{m}$ 、长度为 15 mm 的均直圆管.

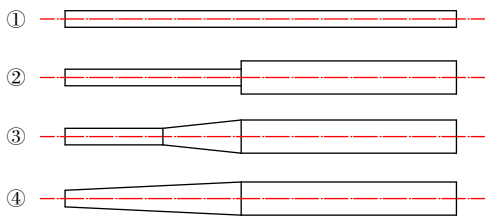


图 12 毛细管管型简图
Fig. 12. Schematic of capillary form.

图 13 是不同管型下, 残余气体压力随时间的变化图. 根据计算结果, 管型①②③④的抽空流洗时间分别为 2925 s , 1608 s , 1020 s 与 738 s . 管型④既考虑了内爆稳定性要求, 又将抽空流洗时间在 $4 \mu\text{m}$ 均直管基础上降低了 75% . 因此, 可使用管型④作为低温靶微管的最佳形式.

此外, 从本质上说, 管型对流洗效率的影响仍然可以归结到直径对流洗效率的影响. 均直管型①直径为 $4 \mu\text{m}$, 相比较于后半段直径为 $8 \mu\text{m}$ 的

管型, 阻力较大, 因而效率较低. 同时由于圆锥管又可以等效为半径为 R 的均直圆管^[12], 其计算式为

$$R = R_0 \left(\frac{3\alpha^3}{1 + \alpha + \alpha^2} \right)^{0.25}, \quad \alpha = \frac{R_L}{R_0}, \quad (6)$$

其中 R_0 为圆锥管小端半径, R_L 为圆锥管大端半径.

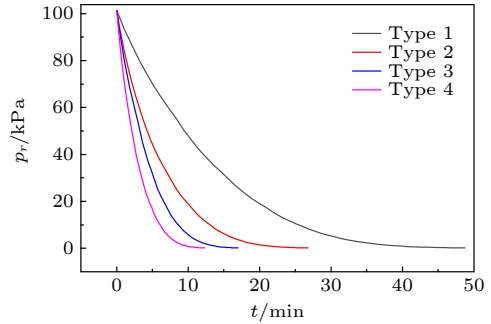


图 13 不同微管型式时靶内残余气压的变化
Fig. 13. Variation of residual pressure at different tube type.

因此, 据式 (6) 可知, 管型②的阻力必然大于管型③与管型④的阻力, 而管型④的阻力最小, 流洗效率也较大.

3.4 最佳流洗中间压力的确定

当微管低压端保持 100 Pa 时, 低温靶内气压不断下降至中间压力 p_1 . 当中间压力越小时, 气体驱动力也将越小, 而单次流洗时间越长, 次数越少. 若中间压力较高, 其流洗次数必将越多, 真空泵与充气腔间的切换也将增多, 但总时间可能降低. 为解决抽空流洗时间与流洗次数之间的矛盾, 对 NIF 基准靶在不同中间压力下的流洗进行了计算, 得到了图 14 的最佳流洗中间压力优化图.

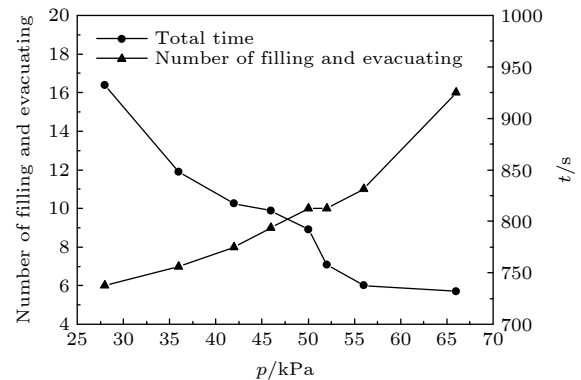


图 14 最佳流洗中间压力优化
Fig. 14. Optimization of the optimal intermediate pressure of washing.

从图 14 可以看出, 当中间压力为 52 kPa 时, 其流洗次数为 10 次, 流洗总时间约 758 s. 在该中间压力下, 流洗总时间不太长, 且流洗次数也相对较少. 故在常温下, 兼顾流洗效率与流洗次数, 选择最佳流洗中间压力为 52 kPa.

3.5 温度对流洗时间的影响

如前所述, 低温下气体黏度有所降低, 而残余气体目标压力降低幅度不大, 可以考虑低温流洗提高流洗效率. 这里对低温靶在 293, 233, 173 及 113 K 下的杂质气体流洗进行模拟. 注意, 由于温度降低, 低温靶内气压也将降低, 在 233, 173 与 113 K 下初始靶内气压分别为 80535, 59797, 39058 Pa; 且 4 种情形下, 抽空流洗次数均为 10 次.

图 15 是使用管型④进行流洗时, 不同温度对流洗时间的影响变化趋势图. 由该图可以看出, $T = 293$ K 时, 所需流洗时间为 758 s. 在 233, 173 与 113 K 温度下流洗时, 其流洗总时间分别较 293 K 时下降 13.98%, 32.72% 与 48.02%. 这表明, 低温下的流洗将极大地提高流洗效率. 实际流洗操作时, 可通过降低燃料气体充注温度和靶丸温度的方式来提高去除杂质气体的效率. 同时, 考虑到实际情况下低温流洗的温度可能低于某些组分(如水蒸气)的三相点, 使其形成冰霜附着在低温靶内壁. 可采取的策略是, 从常温逐步降低至该低温进行流洗, 这样可相对减少水蒸气等组分吸附在低温靶内表面引起的较难抽空的问题.

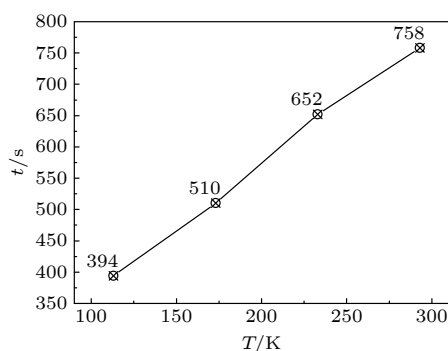


图 15 温度对流洗时间的影响

Fig. 15. Influence of temperature on total filling and evacuating time.

4 结论

本文基于 ICF 对低温靶靶丸冰层内残余杂质气体含量要求, 推导出了具有实际操作意义的残余

气体分压上限计算式; 并以 NIF 基准靶为例, 在特定工况的目标压力下, 利用 COMSOL 软件模拟了残余杂质气体的流洗过程, 得到了以下结论. 1) 低温靶内杂质气体上限压力受杂质气体原子个数百分比及温度的影响, 可以通过低温流洗的方式提高流洗效率. 2) 毛细管的通流能力对流洗效率有较大影响. 在 5 μm 的均直管下, 以 50 mm 长微管为基准, 5 mm 长度微管流洗时间减小 80%; 在 20 mm 长微管下, 以 2 μm 直径微管为基准, 直径每增大一倍, 其流洗总时间降低约 46%. 故在保证聚变稳定性的情况下, 为提高效率, 实际所用充气微管长度应尽量短而直径应尽量大, 即使用复合型微管. 3) 流洗中间压力的选择需要兼顾流洗次数与流洗效率. 本文通过计算确定了 20 mm 锥型过渡微管下的最佳流洗压力为 52 kPa, 在此情况下, 所需流洗次数为 10 次, 总时间为 758 s. 4) 对温度为 113, 173, 233 与 293 K 下的低温靶流洗进行了模拟. 模拟结果表明, 温度每降低 60 K, 流洗总时间将在常温基础上大约降低 15%, 证实了实际操作中在低温下进行流洗的优势和可行性.

参考文献

- [1] Fanchi J R, Fanchi C J 2016 *Energy in the 21st Century* (Singapore: World Scientific Publishing Co. Inc.) pp1–23
- [2] Knapp V, Pevec D 2018 *Energy Policy* **120** 94
- [3] Ongena J, Ogawa Y 2016 *Energy Policy* **96** 770
- [4] Smalyuk V A, Weber C R, Landen O L, et al. 2019 *Plasma Phys. Control Fusion* **62** 1
- [5] Zheng W G, Wei X F, Zhu Q H, et al. 2017 *Matter Radiat. at Extremes* **2** 243
- [6] Baton S D, Colaïtis A, Rousseaux C, et al. 2020 *High Energy Density Phys.* **36** 1
- [7] Harding D R, Ulreich J, Wittman M D, et al. 2018 *Fusion Sci. Technol.* **73** 324
- [8] Yang H, Du K, Lei H L, et al. 2016 *J. Fusion Energ.* **35** 673
- [9] Aleksandrova I V, Koresheva E R 2019 *High Power Laser Sci.* **7** 1
- [10] Kozioziemski B J, Mapoles E R, Sater J D, Chernov J D, Moody J D 2011 *Fusion Sci. Technol.* **59** 14
- [11] Parham T, Kozioziemski B, Atkinson D, et al. 2016 *Fusion Sci. Technol.* **69** 407
- [12] Bhandarkar S, Parham T, Fair J 2011 *Fusion Sci. Technol.* **59** 51
- [13] Harding D R, Wittman M D, Edgell D H 2013 *Fusion Sci. Technol.* **63** 95
- [14] Dongari N, Agrawal A, Agrawal A 2007 *Int. J. Heat Mass Tran.* **50** 3411
- [15] Stevanovic N D 2007 *J. Micromech. Microeng.* **17** 1695
- [16] Das S K, Tahmouresi F 2016 *Int. J. Adv. Math. and Mech.* **3** 1
- [17] Kurkin E I, Samsonov V N, Shakhov V G 2017 *Procedia. Eng.* **185** 160
- [18] Simlandi S 2018 *Int. J. Eng. Sci.* **06** 155

- [19] Yovanovich M M, Khan W A 2016 *Int. J. Heat Mass Tran.* **93** 629
- [20] Rovenskaya O I 2016 *Eur. J. Mech. B-Fluid* **59** 7
- [21] Taassob A, Kamali R, Bordbar A 2018 *Vacuum* **151** 197
- [22] Ahangar E K, Ayani M B, Esfahani J A 2019 *Int. J. Mech. Sci.* **157-158** 802
- [23] Ahangar E K, Ayani M B, Esfahani J A, Kim K C 2020 *Vacuum* **173** 1
- [24] Edwards M J 2016 *J. Phys. Conf. Ser.* **688** 1
- [25] Karniadakis G E, Beskok A 2002 *Micro Flows: Fundamentals and Simulation* (New York: Springer-Verlag) pp1–31
- [26] Prud'Homme R K, Chapman T W, Bowen J R 1986 *Appl. Sci. Res.* **43** 67
- [27] Tison S A 1993 *Vacuum* **44** 1171

Numerical simulation of filling and evacuating process of impurity gas in target capsule of inertial confinement fusion

Zou Xiong¹⁾²⁾ Qi Xiao-Bo^{2)†} Zhang Tao-Xian¹⁾

Gao Zhang-Fan¹⁾ Huang Wei-Xing^{1)‡}

1) (School of Chemical Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

2) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 7 September 2020; revised manuscript received 19 November 2020)

Abstract

Cryogenic target is one of the key components of inertial confinement fusion. The removal degree and efficiency of impurity gas in cryogenic target are of great significance to the on-line preparation of ice layer for cryogenic target fuel. According to the design requirements of cryogenic target physics for impurity content in ice layer, the influence factors of upper limit of partial pressure are analyzed, based on the derivation of the calculation formula of maximum allowable partial pressure of impurity gas in the target. Then the flow field of air and hydrogen in microchannels is investigated, and the filling and evacuation model of gas flow in a microscaled filling tube is established. The dynamic simulations of microtubules with different lengths and diameters are carried out. The results show that the microtubules with a length of 5 mm could save 80% of the time compared with the microtubules of 50 mm in length when the microtubule is 5 μm in diameter. At the same time, the total flow washing time decreases by 46% when the diameter of 2 μm is doubled under the condition of 20-mm-long microtubule. Considering the requirements for efficiency and fusion stability, four kinds of tubes are proposed and simulated. The results indicate that the conical transition tube has a strong flow capacity and high flow evacuation efficiency, and is suitable for use as a filling microtubule. On the basis of the best tube shape, the comparison between the two processes under different intermediate pressures is carried out with the time and number of filling and evacuating serving as evaluation criterion. Ultimately, the intermediate pressure of 52000 Pa is selected, the total number of evacuation is 10 and the time is 758 s. Finally, the effect of temperature on the evacuation efficiency is studied in a temperature range of 113 K–293 K in steps of 60 K. The results show that the total time of filling and evacuation will be reduced by 15% on the basis of normal temperature when the temperature is reduced by 60 K, which proves the feasibility of evacuation at low temperature in practical operation.

Keywords: cryogenic target, microchannel flow, filling and evacuating, numerical simulation

PACS: 52.57.-z, 47.61.-k, 47.45.Gx, 47.50.Cd

DOI: 10.7498/aps.70.20201491

† Corresponding author. E-mail: xbqi@caep.cn

‡ Corresponding author. E-mail: hwx@scu.edu.cn