

研究论文

DOI: 10.11949/0438-1157.

Millikelvin 温区烧结式换热器流动与传热特性数值模拟研究

喻凡, 王倩, 崔文慧, 刘琦, 王少刚
(中山先进低温技术研究院, 广东 中山 528400)

摘要: 液氦与固体界面之间的 Kapitza 热阻在毫开尔文温区对多孔介质换热器 (PMHEs) 的流动与传热性能具有重要影响。为探究 Kapitza 热阻对烧结多孔介质换热器传热效率的影响规律, 建立了一个局部热非平衡模型, 该模型综合考虑了轴向导热、黏性耗散效应以及 Kapitza 热阻随温度的变化特性, 用于描述多孔介质区域中的传热行为; 烧结金属多孔介质内的流体流动采用 Brinkman-Forchheimer 方程进行模拟。结果表明, 该模型能够有效捕捉液氦与固体界面处的温度跳跃现象。基于上述模型, 分析了不同工况下的温度和压力变化规律, 揭示了其背后的传热机理。此外, 研究了 Kapitza 热阻和轴向导热对传热性能的影响, 并系统探讨了流量、传热面积和烧结参数等因素对流动传热性能的影响机制。

关键词: 多孔介质; Kapitza 热阻; 传热; 数值模拟; 局部热非平衡模型

中图分类号: TK172

文献标志码: A

文章编号: 0438-1157 (XXXX) XX-0001-14

Numerical study of flow and heat transfer performance of porous-media heat exchanger in millikelvin temperature regime

YU Fan, WANG Qian, CUI Wenhui, LIU Qi, WANG Shaogang

(Zhongshan Institute of Advanced Cryogenic Technology, Zhongshan 528400, Guangdong, China)

Abstract: Kapitza thermal resistance at the interfaces between liquid helium and solid components significantly affects the flow and heat transfer performance of porous-media heat exchangers (PMHEs) in the millikelvin temperature regime. To explore the influence law of Kapitza thermal resistance on the heat transfer efficiency of sintered porous media heat exchangers, a clear understanding of its impact is essential for enhancing interfacial heat transfer efficiency in sintered heat exchangers. In this work, a local thermal non-equilibrium model is established, which comprehensively considers axial heat conduction, viscous dissipation effect and the variation characteristics of Kapitza thermal resistance with temperature, to describe the heat transfer behavior in the porous media region. Fluid flow within the sintered sponges is described using the Brinkman-Forchheimer equations. The results show that the proposed model can effectively capture the temperature jump phenomenon at the interface between liquid helium and solid. Based on the above model, the variation laws of temperature and pressure under different working conditions are analyzed, and the underlying heat transfer mechanism is revealed. Furthermore, the effects of Kapitza thermal resistance and axial heat conduction on heat transfer performance are investigated, and the influence mechanism of parameters such as flow rate, heat transfer area and sintering parameters on flow and heat transfer

收稿日期: 2026-02-14 修回日期: 2026-06-25

通信作者: 王倩(1992—), 女, 博士, 高级工程师, wangqian@ziac.cn

第一作者: 喻凡(1992—), 男, 博士, 助理研究员, yufan@ziac.cn

基金项目: 广东省人才专项(2024TQ08A329)

引用本文: 喻凡, 王倩, 崔文慧, 刘琦, 王少刚. Millikelvin 温区烧结式换热器流动与传热特性数值模拟研究[J]. 化工学报, XXXX, XX(XX): 1-14

Citation: YU Fan, WANG Qian, CUI Wenhui, LIU Qi, WANG Shaogang. Numerical study of flow and heat transfer performance of porous-media heat exchanger in millikelvin temperature regime[J]. CIESC Journal, XXXX, XX(XX): 1-14

performance is systematically discussed. Additionally, the effects of flow rate, heat transfer area, and sintering parameters are systematically studied. Based on these findings, a predictive model for the outlet temperature of the concentrated phase and the cooling power is developed by incorporating viscous dissipation, axial heat conduction, and the temperature dependence of Kapitza thermal resistance.

Keywords: porous media; kapitza thermal resistance; heat transfer; numerical simulation; local thermal non-equilibrium model

引 言

Millikelvin 温区的极低温环境是量子计算^[1]、深空探测^[2]及超流体研究^[3]等前沿科技领域不可或缺的基础条件。稀释制冷机(dilution refrigerators, DRs)因具有高制冷功率、低制冷温度和连续制冷等优点^[4,5],被广泛认为是实现超低温的最稳定方法。由金属粉末烧结而成的多孔介质换热器(porous-media heat exchangers, PMHEs)是DR系统中的关键部件,位于混合室与蒸馏室之间,工作温度范围从数毫开尔文至约100 mK。PMHE的作用是利用从混合室流出的较冷的稀释相³He(低³He浓度)预冷来自蒸馏室的浓缩相³He(高³He浓度)。PMHE出口处浓缩相³He的温度越低,DR所能达到的最低温度就越低^[6,7]。因此,深入研究PMHE的流动与传热特性对于提升DR的制冷性能具有重要意义。

在PMHE中,热量从浓缩相³He传递至烧结多孔体和通道壁面,然后再传导至稀释相³He。液态氦与固体界面之间的热边界阻力(即卡皮察热阻, Kapitza thermal resistance)在温度低于100 mK时急剧增大^[8-11],严重阻碍了界面间的热传递。为了克服这种阻力,必须显著增大传热面积以强化传热性能^[12-14]。在DR系统中,PMHE通常采用纳米级金属粉末烧结制成,以实现低于10 mK的制冷^[15-17]。Nakagawa等人研究了由纯银粉末制成的烧结体,其名义粒径分别为0.07、0.13和10.6 μm ^[18]。Pan等人则考察了粒径为80 nm、200 nm和500 nm的银粉烧结体,并比较了其孔隙体积和比表面积等参数^[19]。这些材料提供了高达0.3~1.7 m^2/g 的比表面积,从而显著提升了制冷机的传热性能。除比表面积外,多孔介质的孔隙率同样对PMHE的流动与传热特性具有重要影响^[20]。因此,理解烧结参数对流动与传热性能的影响对于PMHE的优化设计至关重要。

高效换热器的设计对于满足制冷性能的严苛要求至关重要。为确保稀释制冷机(DRs)的最佳性能,在多孔介质换热器(PMHEs)的优化设计中应考

虑以下要求^[21,22]:(1)适当的传热面积对于实现所需的制冷功率和达到DRs的最低温度至关重要,这些指标由循环流量和浓相出口温度决定^[6,8]。传热面积不足会导致制冷性能不佳,而面积过大则会增加³He和烧结材料的消耗,从而提高制造成本。(2)稀相在通过换热器时所经历的压降必须显著低于促使³He从混合室输运至蒸发室(still)的渗透压。为了实现DRs的优化设计,需要建立一个能够准确预测制冷性能与传热面积及流量之间关系的模型。Frossati^[6]和Takano^[7]提出了一个将制冷功率表示为传热面积及相关工况参数函数的解析表达式,可作为估算所需传热面积的便捷预设计方法。然而,这些解析方法假设换热器是理想的,在很大程度上忽略了流体和固体导热^[23,24]以及黏性耗散发热^[25,26]等非理想因素的显著影响,而这些因素会对换热器的实际性能产生重要影响。

为获得更准确的预测,有必要研究上述因素对PMHEs内流动与传热的影响。Pradhan等^[27,28]建立了数值模型以求解冷热流体之间的耦合传热方程,但其分析中未考虑轴向导热。Guan等^[29]提出了一种相对简单且快速的超低温换热器热力学模型数值求解方法,但未考虑轴向导热及Kapitza热阻的温度依赖性。Shang等^[30-32]提出了适用于毫开尔文温区的换热器局部热非平衡模型,用以研究变物性、轴向导热和黏性耗散对PMHEs中流动与传热的影响;然而,该模型未考虑Kapitza热阻的温度依赖性,而根据文献^[6,33],其影响程度甚至大于导热和黏性项。这导致模型无法描述毫开尔文温区液氦与固体界面处的温度阶跃现象,而这一现象已在实验中得到观察^[34,35]。

综上所述,现有极低温传热模型存在如下局限:解析模型基于理想换热器假设,忽略了轴向热传导与黏性发热等非理想因素;数值研究则普遍未考虑卡皮察热阻的温度依赖性,导致无法准确描述界面温度间隙现象。鉴于此,本研究拟通过耦合轴向热传导、黏性耗散及Kapitza热阻温度依赖性,突

破传统理想化模型的局限,开展 mK 温区烧结式换热器流动与传热特性研究,解析非理想因素对换热器传热性能的影响机制。本文的研究成果将为新一代稀释制冷机的换热器优化设计提供理论支撑和计算依据。

1 数值模型及方法

1.1 物理模型

采用纳米级金属粉末烧结制成的多孔介质换热器 (Porous-Media Heat Exchangers, PMHEs) 被广

泛应用于工作温度低于 100 mK 的稀释制冷机中。图 1 所示为一个典型的逆流式 PMHE,其结构包括浓相通道、换热器主体、稀相通道以及多孔介质部分。热流体为浓相 ^3He (约为 ^3He - ^4He 混合液中 ^3He 浓度为 95%),冷流体为稀相 ^3He (约为 ^3He - ^4He 混合液中 ^3He 浓度为 6.6%)。通常采用细铜粉或银粉烧结形成多孔结构,以提供较大的比表面积,从而减小低温下显著的 Kapitza 热阻。在多孔介质中心设置流体通道,以降低流动阻力和黏滞加热。多孔介质与换热器主体保持良好的热接触,以确保冷热两侧的高效传热。

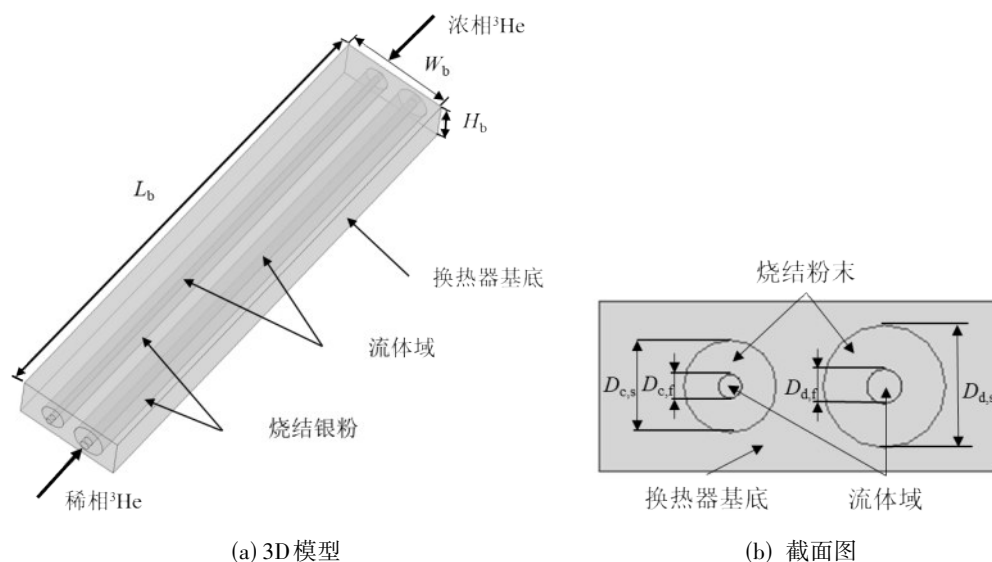


图 1 稀释制冷剂中烧结换热器结构图

Fig.1 Schematic diagram of porous-media heat exchangers (PMHE) in the dilution refrigerator

本研究采用连续式银粉烧结 PMHE,其几何结构与 Uhlig 的实验^[8]相同,用于模型验证。换热器主体由银制成,长度(L_b)为 400 mm,宽度(W_b)为 17.3 mm,高度(H_b)为 7.3 mm。流体区域包括浓相通道(直径 $D_{c,f} = 1$ mm)和稀相通道(直径 $D_{d,f} = 1.5$ mm)。需注意的是,稀相侧的尺寸大于浓相侧,以保证流动阻抗低于所需的渗透压并提供更大的传热面积。多孔介质区域包括浓相侧直径($D_{c,s} = 4$ mm)和稀相侧直径($D_{d,s} = 5.3$ mm)。为研究多孔介质参数对流动与传热特性的影响,烧结银的孔隙率(φ)取 0.3 至 0.8^[36],银粉粒径分别为 50 nm、100 nm、200 nm 和 500 nm。其比表面积和渗透率如下所示:

$$\begin{aligned} A_{fs} &= \frac{6(1-\varphi)}{D_p} \\ K &= \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{D_p^2 \varphi^3}{150(1-\varphi)^2} \quad (2)$$

式中, A_{fs} 是比表面积; K 是渗透率; D_p 是烧结纳米粉末颗粒直径。

1.2 数学模型及边界条件

在稀释制冷机中,典型的多孔介质换热器 (PHME)通常包括三个计算域:流体域、多孔介质域和固体域。在流体域中,流动状态被视为层流,同时考虑了黏性发热的影响。在多孔介质域中,为模拟 PHME 中的流动与传热特性,本文建立了一种局部热非平衡模型 (Local Thermal Non-Equilibrium Model, LTNE),该模型考虑了热阻对温度的依赖性,用以描述流体与烧结体界面处的 Kapitza 热阻;同时采用 Brinkman - Forchheimer 方程描述烧结多孔介质中的流体流动。重力方向与浓相 ^3He 的流动方向

一致。

在本研究的数值模拟中,为简化计算过程,作出如下基本假设:

- 1)考虑稳态流动与传热过程;
- 2)热流体与冷流体均视为不可压缩的单相液体;

$$\begin{aligned} \rho_f \nabla \cdot \mathbf{u}_f &= 0 \\ \rho_f (\mathbf{u}_f \cdot \nabla) \mathbf{u}_f &= -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_f \nabla \mathbf{u}_f) + \rho_f \mathbf{g} \\ \rho_f C_{p,f} (\mathbf{u}_f \cdot \nabla T_f) &= \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) + \tau : \nabla \mathbf{u}_f \end{aligned} \quad (4)$$

式中, ρ_f 为流体密度; $\mathbf{u}_f$ 为流体速度矢量; P 为压力; μ_f 为流体的动力黏度; g 为重力加速度; $C_{p,f}$ 为工质的比热容; T_f 为工质温度; k_f 为工质热导率; τ 为黏性应力张量^[36]。

(2)多孔介质域控制方程

流体域连续方程、动量方程如下:

$$\begin{aligned} \rho_f \nabla \cdot \mathbf{u}_{p,f} &= 0 \\ \frac{1}{\varphi} \rho_f (\mathbf{u}_{p,f} \cdot \nabla) \frac{\mathbf{u}_{p,f}}{\varphi} &= \nabla \cdot \left[-PI + \frac{\mu_f}{\varphi} (\nabla \mathbf{u}_{p,f} + (\nabla \mathbf{u}_{p,f})^T) \right] - \left(\frac{\mu_f}{K} + \frac{\rho_f \varphi C_{p,f} |\mathbf{u}_{p,f}|}{\sqrt{K}} \right) \mathbf{u}_{p,f} + \rho_f \mathbf{g} \end{aligned} \quad (6)$$

式中, $\mathbf{u}_{p,f}$ 表示多孔介质内流体相的真实(实际)速度, K 表示渗透率, C_f 为无量纲摩擦参数,其为孔隙率 φ 的函数,表达式如下所示:

$$C_f = \frac{1.75}{\sqrt{150\varphi^3}} \quad (8)$$

对于固液界面,考虑界面 Kapitza 热阻影响,能量方程分为两部分:

界面固相

$$(1 - \varphi) \nabla \cdot (-k_s \nabla T_s) = h_k A_h (T_f^4 - T_s^4) \quad (9)$$

界面液相

$$\rho_f C_{p,f} \mathbf{u}_{p,f} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (\varphi k_f \nabla T_f) + h_k A_h (T_s^4 - T_f^4) \quad (10)$$

其中, T_s 为固体温度; k_s 为固体热导率; h_k 为工质与固体界面处的 Kapitza 传热系数,其值为 Kapitza 热阻的倒数。两种不同介质之间的能量传递形式类似于 Stefan 辐射定律,因此采用与辐射定律相似的四次方源项来描述界面处的声子输运过程^[6],即方程(9)和(10)右端项所示。需要指出的是,Kapitza 传热系数 h_k 具有显著的温度依赖性。

3)多孔介质被假设为各向同性,且完全被流体饱和;

4)忽略换热器向外界环境的热泄漏。

(1)流体域控制方程

流体域连续方程、动量方程及能量方程如下:

$$\begin{aligned} \rho_f \nabla \cdot \mathbf{u}_f &= 0 \\ \rho_f (\mathbf{u}_f \cdot \nabla) \mathbf{u}_f &= -\nabla P + \nabla \cdot (\mu_f \nabla \mathbf{u}_f) + \rho_f \mathbf{g} \\ \rho_f C_{p,f} (\mathbf{u}_f \cdot \nabla T_f) &= \nabla \cdot (k_f \nabla T_f) + \tau : \nabla \mathbf{u}_f \end{aligned} \quad (3)$$

(3)固体域控制方程

$$\nabla \cdot (k_s \nabla T_s) = 0 \quad (11)$$

浓相与稀相的入口温度分别设定为 100 mK 和 20 mK。循环摩尔流量范围为 0.5 mmol/s 至 1 mmol/s。在制冷过程中,浓相与稀相在同一回路中循环,这意味着根据连续性假设,冷热流体的流量相同。所采用的银粉颗粒直径分别为 50 nm、100 nm、200 nm 和 500 nm,多孔介质的孔隙率范围为 0.3~0.8。在这些条件下,浓相出口温度 $T_{c,o}$ 被视为评估换热性能的主要指标,其值越低表示热性能越优。为了保证良好的水力性能,应尽可能减小稀相的压降(ΔP_d)。表 1 给出了本研究中所采用流体与固体材料的物理及热物性参数。而基于本研究中基本假设(3),忽略沿程浓度变化对物性的影响,这一基本假设也被普遍应用在相关研究中^[6, 7, 25, 29-32]。

表 1 流体和固体材料热物性

Table 1 Thermophysical properties of the fluid and solid materials

热物性	浓相	稀相	银
热容(J/(K·mol))	25T	107T	-
动力黏度(Pa·s)	$1.8 \times 10^{-7} T^{-2}$	$5 \times 10^{-8} T^{-2}$	-
热导率(W/(m·K))	$3.3 \times 10^{-4} T^{-1}$	$2.4 \times 10^{-4} T^{-1}$	100 T
界面热阻(W/(m ² ·K ⁴))	4.95T ^{2.5}		-

1.3 网格无关性验证及模型验证

控制方程采用有限元法进行离散,并利用商业软件 COMSOL Multiphysics 6.1 进行数值求解。收敛判据设定为质量、速度及能量变量的残差均小于 10^{-5} 。为在计算精度与计算时间之间取得平衡,进行了网格无关性分析。分别生成了五组网格系统,单元数量依次为 12 万、18 万、31 万、43 万、62 万和 76 万个。不同网格系统下的浓相出口温度进行了对比,结果如图 2 所示。为提高分辨率,温度数据以毫开尔文(mK)为单位表示。可以看出,随着网格数量的增加,各网格系统计算得到的浓相出口温度偏差逐渐减小,最后两组网格之间的差异已极小。综合

考虑不同工况下的计算精度与收敛性,后续模拟采用了约76万单元数的网格系统。

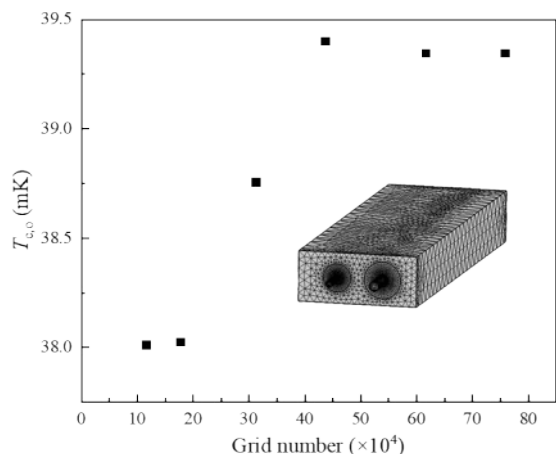


图2 网格无关性验证

Fig.2 Grid independence verification (inset: local sight of grids)

为验证数值模型的准确性与可靠性,本文将对其性能与适用性分别和传统局部热非平衡(LTNE)模型(模型1)^[37]以及未考虑温度依赖性的四阶LTNE模型(模型2)^[29, 32]进行对比,其中模型1为不考虑卡皮查项的热非平衡模型,模型2为不考虑温度依赖性的卡皮查项模型。本研究对Uhlig^[8]为稀释制冷机设计的烧结银换热器(如图3(a)所示)进行了数值模拟,并将由本模型、模型1和模型2计算的模拟结果与相应的实验数据进行了对比。Uhlig实验中换热器有三级烧结式换热器,通过不锈钢连接,每一级换热器长度均为55 mm。换热器烧结银的比表面积为2.5 m²/g,孔隙率为0.5。浓相以约100 mK的温度流入#1号换热器,稀相以约20 mK的温度流入#3号换热器。图3(b)展示了浓相出口温度的模拟结果与实验数据的比较。可以看出,本模型的模拟结果与实验结果之间的绝对误差在0.41 mK~3.13 mK,最大偏差在12.82%以内。偏差的主要来源在于温度参考点的差异:数值模拟中采用的是混合腔的实际温度,而实验测量对应的是混合腔安装基板的温度;此外,由于实验装置工作于微尺度及低温换热条件下,尽管测试段外部采用了保温措施,但仍不可避免地存在环境漏热、连接管路导热以及支撑结构寄生热传导等影响。这部分额外热量会改变实际换热过程中的能量平衡,从而导致实验结果与数值模拟之间产生偏差。实验测量误差同样会对结果产生一定影响,如温度传感器的测量精度及安装

位置可能导致局部温度采集存在偏差等。

当 $T_m > 11$ mK时,所提出模型在 $T_{c,o}$ 的预测误差明显小于模型1和模型2,表明该模型在刻画Kapitza热阻的行为特性方面具有更优的性能。此外,所提出模型在 $T_m = 8$ mK条件下相较于模型1和模型2表现出更大的模拟误差,其原因在于³He原子核自旋提供了一条与声子通道并联的额外磁耦合传热通道。这使得实际的Kapitza热阻同时包含声子贡献和磁贡献,并呈现 T^{-1} 的温度依赖关系^[11],而非本文模型中采用的 $T^{-2.5}$ 关系。这表明所提出模型在以声子主导的传热条件下表现更优。具体地,本文所提出模型在各工况的计算误差在2.47%~12.82%,平均误差为8.14%;模型1计算误差在10.16%~17.68%,平均误差为12.13%;模型2计算误差在9.86%~17.45%,平均误差为11.85%。这表明考虑卡皮查项的模型(本文和模型2),比不考虑卡皮查项的模型(模型1)具有更优异的性能;进一步,本文模型所提出的考虑温度依赖性的卡皮查项,显著改善了传统考虑卡皮查项的模型(模型2)的计算精度。而本文中,浓相与稀相入口温度分别设为100 mK和20 mK,在该工况下,所提出模型具有更优异的预测性能。

为进一步评估所提出模型的适用性,本文对比分析不同流量工况下所提出模型和传统模型的计算结果,需要指出的是,在缺乏实验数据的情况下,本文结果主要作为对所提出模型在声子主导传热区域适用性的理论评估。图4给出了在流量为0.1~1 mmol/s、浓相与稀相入口温度分别为100 mK和20 mK条件下,由三种模型得到的浓相出口温度($T_{c,o}$)以及稀相压降(ΔP_d)。对于 $T_{c,o}$,从图4(a)可以看出,模型1和模型2的模拟相对误差 δ_T ($\delta_T = (T_{c,o,pre} - T_{c,o,mod1/mod2}) / T_{c,o,pre}$),在流量低于0.1 mmol/s时仅略有增加,而随着流量进一步升高则迅速增大。这表明,在低于0.1 mmol/s时,三种模型具有相近的模拟误差;而在较大流量条件下,所提出模型表现出更优的预测性能。这种现象源于根据现有热阻测量结果^[16],模型1和模型2对Kapitza热阻的预测值与真实值偏差更大。对于 ΔP_d ,由图4(b)可知,在0.1~1 mmol/s流量范围内,三种模型之间并无明显差异,其模拟相对误差 $\delta_{\Delta P}$ ($\delta_{\Delta P} = (\Delta P_{d,pre} - \Delta P_{d,mod1/mod2}) / \Delta P_{d,pre}$)均低于0.03%。因此,所提出模型在理论上表现出在声子主导温区、不同流量工况中的更好适用性。

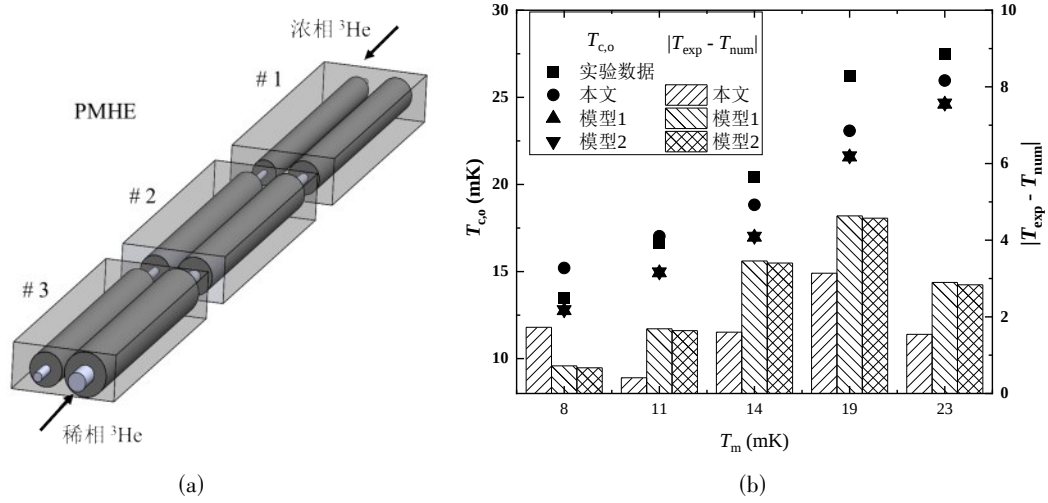


图3 模拟与实验结果对比

Fig.3 Comparison between simulation and experimental results.

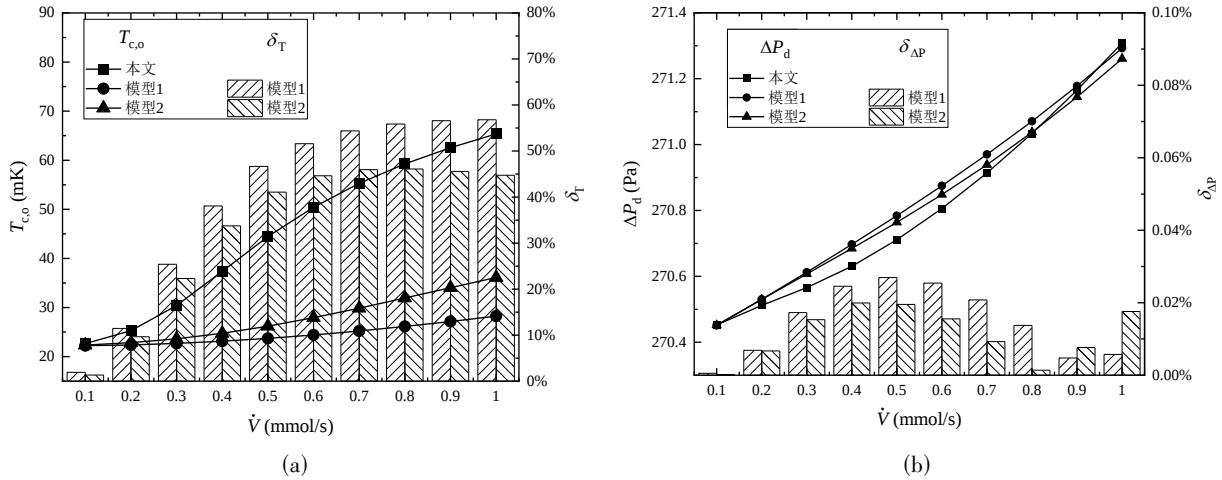


图4 三种模型的浓相出口温度和稀释相压降随流量的变化趋势

Fig.4 Variations of the concentrated-phase outlet temperature and dilution-phase pressure drop obtained by the three models with the flow rates.

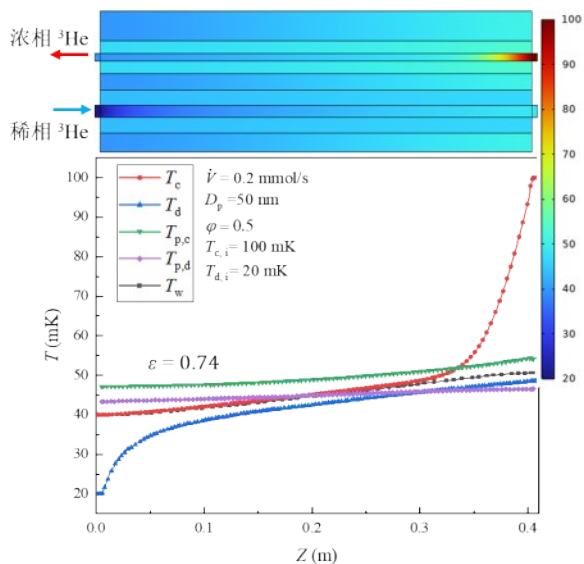
2 结果与讨论

2.1 沿程温度场分布

图5展示了不同流量条件下PMHE轴向截面内的温度分布情况。图下方的曲线分别给出了流体、多孔介质及通道壁面沿流动方向的温度分布。为提高分辨率,本研究中所有温度数据均以毫开尔文(mK)为单位表示(下同)。银粉颗粒直径 D_p 取50 nm,多孔介质孔隙率 φ 为0.5。浓相与稀相的入口温度分别为100 mK和20 mK。传热效率采用浓相的温度变化率表征,其定义为 $\varepsilon = (T_{c,i} - T_{c,o}) / (T_{c,i} - T_{d,i})$ 。从图5(a)可以看出,当流量为0.2 mmol/s时,固体域、多孔介质域和流体域温度分布存在明显不连

续,这是由于mK温区液氦和金属固体界面极大的Kapitza热阻导致的温度阶跃,这表明本文所提出的模型,能有效捕捉mK温区由于界面热阻与多孔介质内部轴向导热之间的相互作用导致的温度不连续现象。具体地,在浓相热流体侧,多孔介质域下游($Z=0\sim0.34$ m)的温度($T_{p,c}$)已经高于浓相温度(T_c),这意味着下游区域浓相热流体的热量并未向稀相冷流体传递,使得浓相侧传热效率降低,此时传热效率 ε 为0.74。类似地,在稀相冷流体侧,多孔介质域下游($Z=0.34\sim0.4$ m)的温度($T_{p,d}$)已经低于浓相温度(T_c),这表面下游区域多孔介质域热量并未向冷流体传递,使得稀相侧传热效率降低。上述现象发生的原因是界面热阻显著大于固体域内部的

传热热阻,使得沿固体轴向导热大于界面传热量,从而使得浓相侧下游多孔介质域温度高于流体域,而稀相侧下游多孔介质域温度低于流体域。所导致的温度梯度抑制了换热器传热效率。

(a) $\dot{V} = 0.2$ mmol/s(b) $\dot{V} = 0.5$ mmol/s

当入口流量增加至0.5 mmol/s时(见图5(b)),可观察到浓相出口处流体温度为39.58 mK,多孔介质域温度为51.36 mK,下游在流体与多孔介质域界面温差增加,且流体温度梯度在接近出口处达到稳定(近似为0),此时换热器效率为0.76,高于流量0.2 mmol/s时的传热效率,这是由于下游多孔介质域热

量并未如小流量时充分传递给流体域,即轴向导热对传热效率的抑制作用随着流量的增加而减弱。随着流量进一步增加至0.8 mmol/s和1 mmol/s时(见图5(c)与图5(d)),可观察到浓相的出口温度分别上升至约43.57 mK和47.35 mK,传热效率 ε 分别降低至0.71和0.67。这表明在较高流量条件下,现有的传热面积逐渐不足以满足制冷需求。此外,多孔介质区域中固体温度高于浓相流体温度的长度分别减小至0.18 m和0.13m。这说明随着流量的增加,轴向导热的不良影响逐渐减弱。研究结果表明,提高流量可减弱轴向导热对传热过程的影响,但同时也会降低PMHE的整体制冷性能。因此,在实际应用中需要通过优化设计,在流量与传热面积之间进行权衡,以实现高效的热性能表现。

为分析黏性耗散对流动传热过程的影响,图6展示了不同流量工况下,黏性耗散对浓相工质沿程温度(T)分布的影响规律。由图可知,对于低流量工况(0.2 mmol/s),考虑黏性耗散后浓相工质相较于无黏性耗散情况表现出一定的温升效应,其温升沿程变化呈现先增加后减小的规律。具体而言,从入口($Z = 0$ m)开始,温升逐渐增大,并在 $Z = 0.275$ m附近达到最大值约0.9 mK,随后沿流动方向逐渐减小,并在出口附近趋近于0。该现象表明,在低流量条件下,黏性耗散产生的附加热量并非均匀分布,而是受到局部流动状态与换热过程共同影响。在入口区域,由于流体刚进入通道,速度边界层逐渐

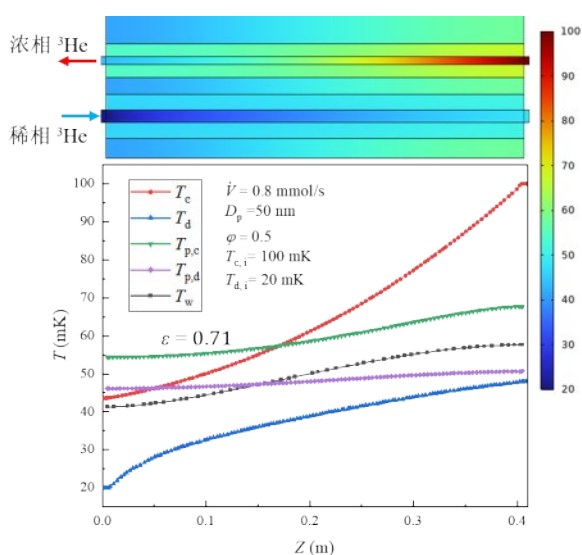
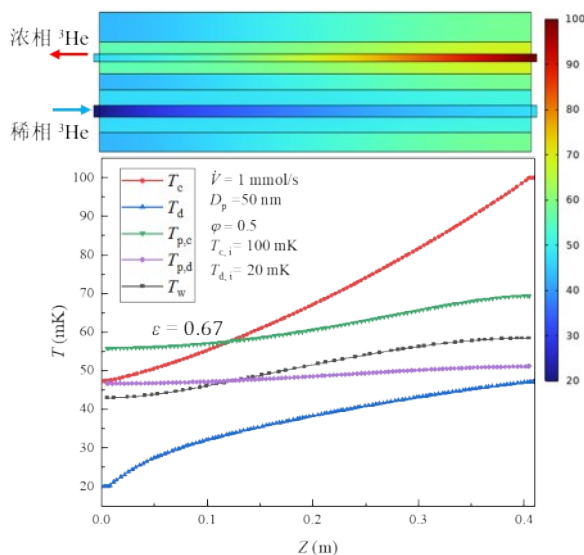
(c) $\dot{V} = 0.8$ mmol/s(d) $\dot{V} = 1$ mmol/s

图5 不同流量工况下PMHE轴向温度场分布

Fig.5 The temperature distributions in the axial section of PMHE under different flow rates.

发展,局部速度梯度不断增强,黏性剪切作用随之增加,因此机械能向热能的转化速率逐渐提高。同时,低流量条件下流体流速较低、停留时间较长,使得耗散热能够在局部区域持续积累,从而导致考虑黏性耗散时的温升沿程逐渐增大。当流动发展至 $Z = 0.275$ m 附近时,局部速度梯度与耗散热积累达到相对平衡状态,因此温升达到最大值。随后,随着流体继续流动,流场逐渐趋于充分发展,局部速度梯度减弱,黏性耗散生成的附加热量逐渐减少。同时,在逆换热过程中,热工质持续向冷流体释放热量,对流换热效应逐渐占据主导地位,从而削弱了黏性耗散对温度场的贡献。因此,后续区域的温升开始逐渐降低,并最终在出口附近趋近于0。此外,最大温升仅约0.9 mK,说明在低流量工况下,尽管黏性耗散会对局部温度分布产生一定影响,但

其总体贡献仍相对有限。

相比于低流量工况,高流量工况(1 mmol/s)下黏性耗散对浓相工质温度分布的影响表现出不同的变化规律。考虑黏性耗散时,相较于无黏性耗散情况,浓相工质温升沿程呈现持续增加趋势,并由入口逐渐增大至出口附近约1.2 mK。这是由于在于流道长度相对较短,流场尚未达到充分发展状态。随着流体由入口向出口流动,速度边界层持续发展,局部速度梯度不断增强,导致流体内部黏性剪切作用逐渐加剧。这表明在高流量条件下,黏性耗散的影响会随着流动距离增加而不断累积,并在出口区域达到最显著水平。因此,在极低温换热过程中,尽管整体温升幅度仍较小,但出口区域的黏性耗散不可忽略,其可能对局部温度场及换热性能预测产生一定影响。

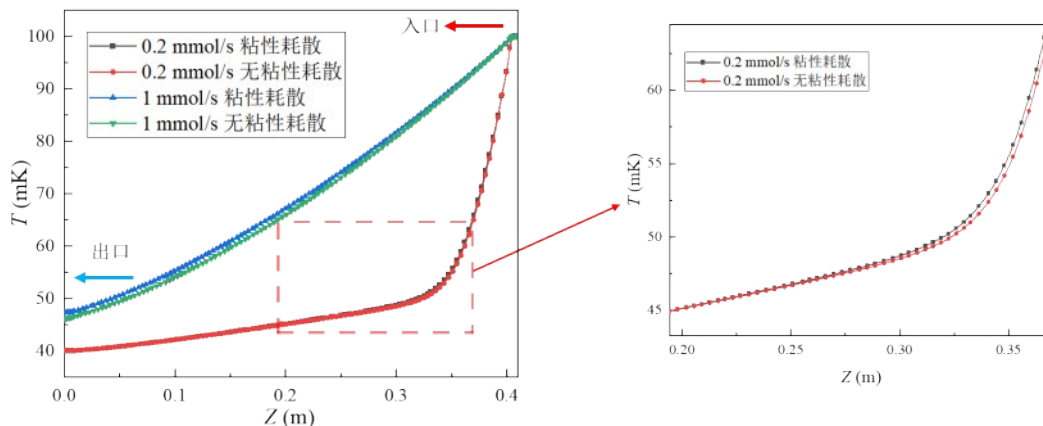


图6 不同流量工况下黏性耗散对浓相工质沿程温度的影响

Fig.6 The effect of viscous dissipation on the concentrated-phase temperature along the flow path under different flow conditions.

2.2 流量对流动传热的影响

稀释制冷机的制冷功率高度依赖于 ^3He 的流量以及浓相出口温度。因此,理解不同流量条件下,PMHEs的流动与传热特性对于其优化设计至关重要。图7给出了在孔隙率 $\varphi=0.3$ 、0.5和0.8条件下,流量($\dot{V}$)从0.2 mmol/s增加至1 mmol/s时,浓相出口温度($T_{c,o}$)与稀相压降(ΔP_d)的变化规律。银粉颗粒直径 D_p 为50 nm,PMHE长度为0.4m;浓相与稀相入口温度分别为100 mK和20 mK。由图7(a)可见,当 φ 为0.3时, $T_{c,o}$ 随流量增加先从42.31 mK缓慢增加42.97 mK;当 $\dot{V}$ 大于0.3 mmol/s后 $T_{c,o}$ 急剧增加61.79 mK,这表明该孔隙率下,现有的传热面积仅满足0.3 mmol/s流量工况下的制冷需求。当 φ 为0.5和0.8时, $T_{c,o}$ 随流量增加先略有下降,分别在约0.4 mmol/s和0.6 mmol/s达到最低值;超过该流量后, $T_{c,o}$

逐渐上升。这表明对于给定的PMHE,存在一个最优流量区间,且该最优流量随着孔隙率的增加而变大。当运行工况小于最优流量时, $T_{c,o}$ 随着流量增加而逐渐降低,这是由于轴向导热相对于对流换热效应占主导;随着流量进一步增大,当运行工况大于最优流量时,轴向导热的不利影响逐渐减弱,对流效应增强,导致 $T_{c,o}$ 逐渐升高。相比之下,在 $\varphi=0.3$ 时, $T_{c,o}$ 随流量单调升高,说明轴向导热相对于对流换热的作用较弱。该现象表明,较高的孔隙率会削弱轴向导热效应。

稀相压降(ΔP_d)随流量的变化规律如图7(b)所示,由图可知, ΔP_d 在所有孔隙率条件下均随流量增大,从569 Pa增加至574 Pa;同时,在相同流量下, ΔP_d 随着孔隙率越大而压降越小,且当孔隙率大于0.5时,孔隙率对压降的影响可以忽略,由此可以发

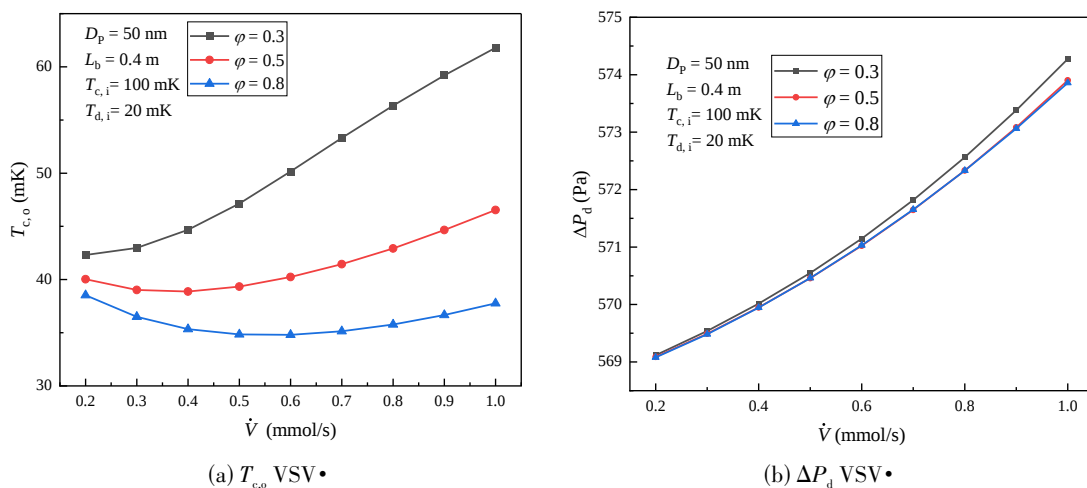


图7 不同孔隙率下浓相出口温度和稀相压降随流量变化

Fig.7 Variations of the concentrated-phase outlet temperature and dilution-phase pressure drop with the flow rates.

现,为保证多孔介质域内流体的传质性能,烧结工艺应保证烧结后孔隙率在0.5以上。

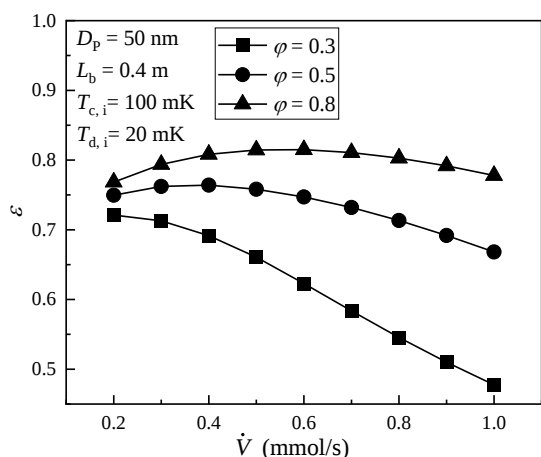


图8 传热效率随流量变化

Fig.8 Variations of the heat transfer efficiency with the flow rates.

为进一步探究流量对换热效率的影响,图8给出了在孔隙率 $\phi=0.3$ 、0.5和0.8条件下,流量 $\dot{V}$ 从0.2 mmol/s增加至1 mmol/s时,传热效率 ϵ 的变化规律。由图可以看出,在孔隙率大于0.5时, ϵ 呈现先升后降的非单调变化趋势,清晰地表明PMHE在给定结构参数下存在一个最优工况流量。在低流量区,随着 $\dot{V}$ 增大,对流换热增强,轴向导热的相对影响减弱,使冷热流体之间的有效换热程度提高, ϵ 随之上升;当流量继续增大后,流体在换热器内的停留时间显著缩短,界面声子传热与孔隙内流固耦合换热难以充分建立,导致 ϵ 转而下降。随着孔隙率 ϕ 增大,曲线整体向“更高效率平台”抬升,且最优流

量区间略有右移,说明高孔隙率有利于降低流动阻力并改善有效传热通道连通性,从而在较宽流量范围内维持较高的换热效率。然而,一旦超过最优值,低孔隙率(如 $\phi=0.3$)条件下 ϵ 的下降最为陡峭,表明在致密烧结结构中,高流量工况下流体停留时间不足与局部传热受限的矛盾更加突出。从图中不同曲线的相对位置可以看出,在相同流量条件下,孔隙率越大, ϵ 整体水平越高。这意味着较高孔隙率不仅降低了压降,还在一定程度上改善了流动均匀性和有效传热面积的利用效率,使得流体与烧结银骨架之间的声子耦合传热更为充分。由此可以发现,PMHE的设计不应单纯追求更大的流量或更高的孔隙率,而需要在目标制冷功率约束下,匹配合适的孔隙率与工作流量,使系统运行在换热效率峰值附近。这为稀释制冷机PMHE的参数选型与工况优化提供了明确的定量指导。

2.3 传热面积对流动传热影响

传热面积过大虽可有效降低浓相出口温度,但同时会显著增加制造成本。为明确不同PMHE传热面积与其对应最优流量之间的匹配关系,本文首先研究了在不同流量条件下,图9给出了在孔隙率为0.5、银粉颗粒直径为50 nm、流量 $\dot{V}=0.2\sim 1$ mmol/s条件下,浓相出口温度($T_{c,o}$)及稀相压降(ΔP_d)随传热面积(A_h)变化的规律。文中换热器横截面尺寸保持不变,在相同颗粒直径与孔隙率条件下,传热面积由PMHE的长度(L_b)决定,即 L_b 越大, A_h 越大。由图9(a)可见,在所有研究流量范围内, $T_{c,o}$ 随 A_h 的增大均呈现“先快速下降、后缓慢下降”的趋势:在小 A_h

区域, $T_{c,o}$ 随 A_h 增加快速降低, 说明此时系统受限于传热面积, 是面积受限型换热区间; 在较大 A_h 区域, 曲线趋于平缓, 继续增加传热面积带来的边际降温收益明显减小, 说明此时逐渐转变为流量受限区间。此外, 随着流量越大, $T_{c,o}$ 对 A_h 的敏感性越强, 即单位传热面积增加所带来的降温幅度越明显。这一现象可归因于随流量增大, 流动状态发生变化: 在层流条件下, 较高的雷诺数增强了对流换热强度, 从而放大了传热面积对整体换热性能的影响。即, 在相同 A_h 条件下, 较大的流量反而对应更高的浓相出口温度; 而当 A_h 足够大时, 增大流量则有助于降低 $T_{c,o}$ 。例如, 在 $A_h = 141 \text{ m}^2$ 时, 流量为 0.2 mmol/s

和 1 mmol/s 的 $T_{c,o}$ 分别约为 45.1 mK 和 64.2 mK ; 而当 A_h 增加至 565 m^2 时, 对应的 $T_{c,o}$ 分别降低至约 32.7 mK 和 29.4 mK 。由此可知, PMHE 设计中传热面积与工作流量之间必须合理匹配, 才能在保证换热性能的同时兼顾 PMHE 的制造成本与工程可实现性。需要指出的是, Frossati^[33] 和 Takano^[7] 提出的预测模型基于“理想换热器”假设, 忽略了流体与固体中的轴向导热、界面传热非理想效应等关键因素, 因此难以准确刻画上述“面积—流量—性能”之间的耦合关系。这也进一步凸显了建立考虑非理想因素的精细化模型对 PMHE 工程优化设计的重要性。

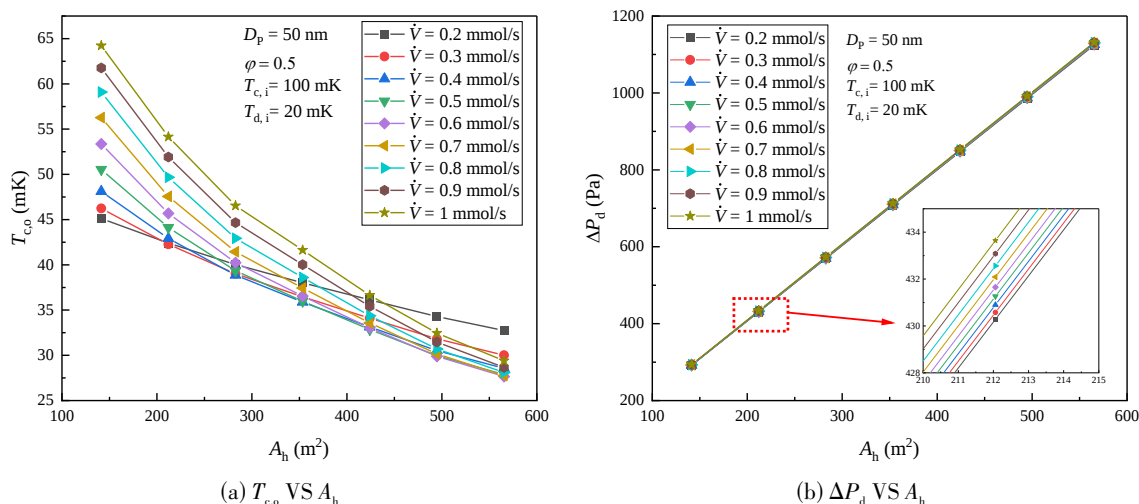


图9 浓相出口温度和稀相压降随传热面积变化

Fig.9 Variations of the concentrated-phase outlet temperature and dilution-phase pressure drop with heat transfer area.

由图 9(b) 可知, 在不同流量下, ΔP_d 均随 A_h 的增大呈线性增长趋势。由于本文中传热面积的增大是通过延长 PMHE 的长度 (L_h) 实现的, 根据达西阻力关系, L_h 越长, 流动阻力越大, 从而导致 ΔP_d 相应增大。此外, 在相同 A_h 条件下, ΔP_d 随流量增大而略有升高, 这主要归因于雷诺数的增加使得流动阻力增强。该结果表明, 在通过增大传热面积来提升换热性能的同时, 必须权衡由此带来的压降增大, 这对于稀释制冷机 PMHE 的结构尺寸设计与工况匹配具有重要的工程指导意义。

图 10 给出了在不同流量工况 ($V \cdot = 0.2 \sim 1.0 \text{ mmol/s}$) 下, 传热效率 ε 随传热面积 A_h 的变化规律。由图可知, 对所有流量条件, ε 均随 A_h 的增大而持续上升, 表明增大 PMHE 的有效传热面积能够显著提升冷热流体之间的能量交换效率。这说明在当前研究范围内, 系统整体仍处于“面积受限”的换热状

态, 增加传热面积可以有效提高换热器的利用效率。从曲线形态可以看出, 在较小传热面积区域, ε 随 A_h 增长较快, 说明此时增加单位传热面积可获得较大的效率增益; 而随着 A_h 进一步增大, 曲线逐渐变得平缓, 效率提升的边际收益减小, 表明系统逐步从面积受限向流量受限或界面传热受限过渡。在相同传热面积条件下, 较小流量对应的传热效率整体更高, 而随着流量增大, ε 略有降低。这是由于高流量下流体在换热器内的停留时间缩短, 使得冷热相之间难以充分建立热平衡, 从而削弱了单位传热面积的有效利用程度。高流量工况下的曲线在小 A_h 区域上升更为陡峭, 表明在流量较大时, 系统对传热面积更为敏感, 只有提供足够的传热面积, 才能弥补停留时间缩短带来的不利影响; 而在较大 A_h 区域, 不同流量曲线逐渐趋于收敛, 说明当传热面积充足时, 流量对传热效率的影响被明显削弱。由

此可知,在一定范围内,增大传热面积始终有利于提升传热效率,但其收益存在递减特性;合理选择传热面积与运行流量的匹配组合,是实现高效、经济换热的关键。

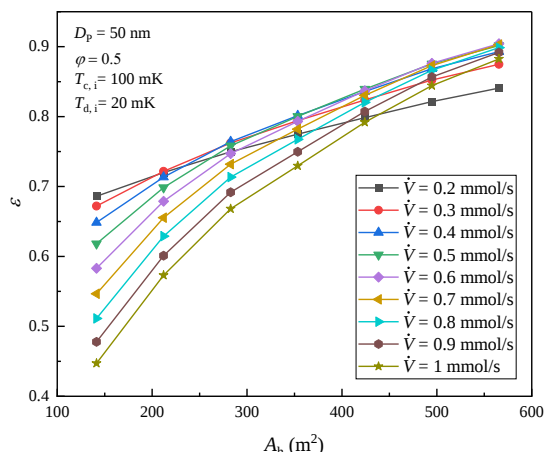
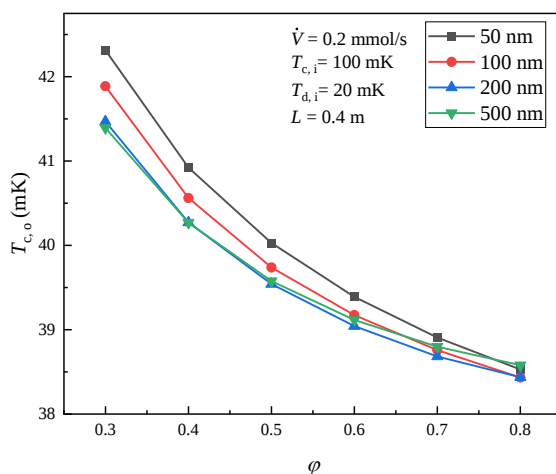
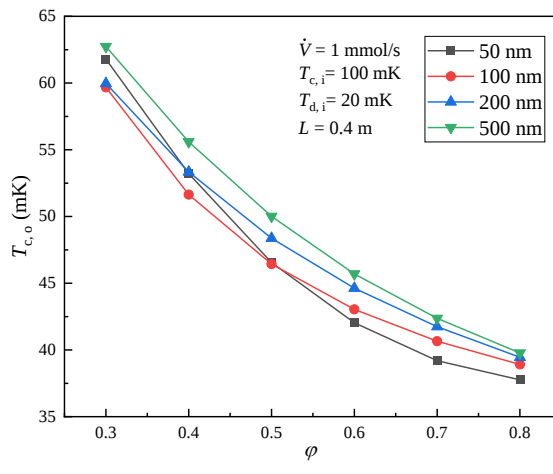


图10 传热效率随流量变化

Fig.10 Variations of the heat transfer efficiency with the flow rates.



(a) $\dot{V} = 0.2$ mmol/s



(b) $\dot{V} = 1$ mmol/s

图11 不同流量工况下浓相出口温度随孔隙率和孔径变化

Fig.11 Variations of the concentrated-phase outlet temperature concerning the porosity at two flow rates.

图12展示了在颗粒直径 $D_p=50$ nm~500 nm、流量 $\dot{V}=0.2$ mmol/s和1 mmol/s条件下,PMHE稀相压降(ΔP_d)随孔隙率(ϕ)的变化规律。可以明显看出, ΔP_d 在两种流量下表现出不同的变化趋势。当流量为0.2 mmol/s时,孔隙率和颗粒直径对 ΔP_d 的影响均不显著;而当流量升高至1 mmol/s时, ΔP_d 随颗粒直径 D_p 的增加而升高,随孔隙率 ϕ 的增加而降低。

2.4 烧结参数对流动传热的影响

烧结参数(如孔隙率 ϕ 、银粉颗粒直径 D_p 以及比表面积 A_{fs})对PMHE在不同工况下的流动与传热性能具有显著影响。理解这些参数的作用规律对于优化纳米粉烧结工艺、提升整体换热器性能具有重要意义。在本研究中,比表面积 A_{fs} 由银粉颗粒直径与孔隙率通过式(1)确定。图11展示了在颗粒直径为50 nm~500 nm、流量 $\dot{V}$ 分别为0.2 mmol/s和1 mmol/s条件下,PMHE浓相出口温度 $T_{c,o}$ 随孔隙率 ϕ 的变化规律。可以明显看出,在两种流量下、所有颗粒尺寸条件下, $T_{c,o}$ 均随孔隙率的增加而降低,这表明增大孔隙率会强化换热能力。而根据式(1),较高的孔隙率对应较小的比表面积 A_{fs} 。这表明,在一定的烧结区域内, ϕ 对PMHE传热性能的影响较 A_{fs} 更为显著。然而,颗粒直径对传热性能的影响随流量变化,呈现出不同的变化趋势。当流量为0.2 mmol/s时, $T_{c,o}$ 随 D_p 增大而减小;而当流量为1 mmol/s时, $T_{c,o}$ 几乎呈相反趋势,随颗粒直径增大而上升。这是由于在低流量条件下,轴向导热效应更为显著,而在高流量下该效应减弱所致。

3 结论

在毫开尔文(mK)温区内,液氮与固体部件界面处的Kapitza热阻对多孔介质换热器(PMHE)的流动与传热性能具有关键影响。对该热阻进行准确表征,对于深入理解和预测PMHE在超低温条件下的热行为至关重要。本研究建立了一种局部热非

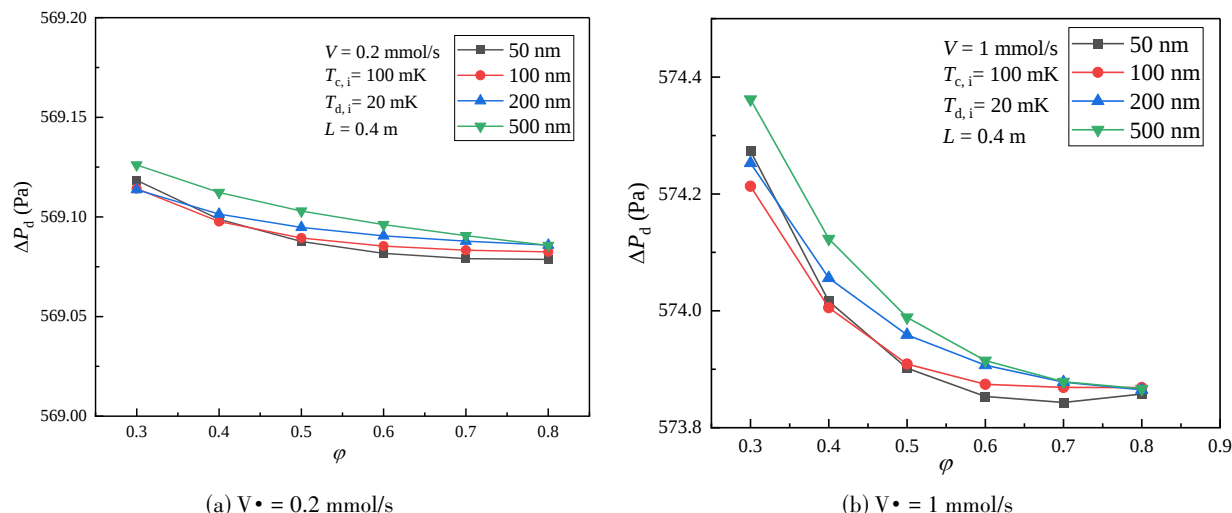


图 12 不同流量工况下 PMHE 稀相压降随孔隙率和孔径变化

Fig.12 Variations of the dilution-phase pressure drop concerning the porosity at two flow rates.

平衡模型 (Local Thermal Non-Equilibrium, LTNE), 该模型综合考虑了轴向导热、黏性发热以及 Kapitza 热阻的温度依赖性, 用于描述工质与烧结多孔介质之间的传热过程。通过在多种运行条件下的数值模拟, 获得了流体域与固体域内部的详细温度分布。随后对结果进行分析, 以揭示 Kapitza 热阻和轴向导热在温度梯度及整体换热性能中的作用机制。此外, 还系统研究了主要设计与运行参数 (包括流量及烧结参数) 对流动与传热性能的影响。主要结论如下:

(1) 所提出的模型准确捕捉了卡皮察热阻的影响, 这一点通过流体-固体界面处明显的温度不连续性得以证实。模拟结果表明, 在非理想换热器中, 由于高界面热阻和沿烧结多孔区的轴向热传导, 下游多孔介质区域表现出比相邻流体区域更高的温度, 这使得热量逆向热传递, 从而降低了冷却效率。

(2) 在银粉粒径为 50 nm 的条件下, 当循环流量从 0.2 mmol/s 增加至 1 mmol/s 时, 浓缩相的出口温度会因轴向传导以及液氮与烧结体间界面传热的耦合效应而呈现先略微下降, 随后快速上升, 继而在高孔隙率下缓慢上升的趋势。该现象表明, 对于给定的多孔介质换热器 (PMHE), 在不同条件下存在一个最优流量区间。

(3) 循环流量为 0.2 mmol/s~1 mmol/s 时, 随着传热面积 (A_h) 的增加, 浓缩相出口温度 ($T_{c,o}$) 最初快速下降, 随后下降趋势更趋线性。在较高流量下, $T_{c,o}$ 随 A_h 增加的下降速率变得更为显著。表明 PMHE 设

计中传热面积与工作流量之间必须合理匹配, 才能在保证换热性能的同时兼顾 PMHE 的制造成本与工程可实现性。

(4) 在给定的烧结面积内, 孔隙率对 PMHE 传热性能的影响比比表面积更为显著。此外, 在高孔隙率下, 粒径和流量对传热性能的影响呈现出两种截然不同的模式, 具体取决于运行流量。当运行流量低于最优流量时, 浓相出口温度随着循环流量和银粉粒径的增加而下降; 当运行流量超过最优流量时, 则观察到相反的趋势。

符号说明

- A_{fs} —— 比表面积, m^{-1}
- A_h —— 换热面积, m^2
- C_f —— 无量纲摩擦参数
- C_p —— 比热容, $J/(kg \cdot K)$
- $D_{d,s}$ —— 稀相多孔介质区域直径, m
- $D_{d,f}$ —— 稀相流体区域直径, m
- D_p —— 烧结粉体颗粒直径, m
- $D_{c,f}$ —— 浓相流体区域直径, m
- $D_{c,s}$ —— 浓相多孔介质区域直径, m
- g —— 重力加速度, m/s^2
- H_b —— 换热器本体高度, m
- h_k —— Kapitza 传热系数, $W/(m^2 \cdot K^4)$
- k_f —— 流体热导率, $W/(m \cdot K)$
- k_s —— 固体热导率, $W/(m \cdot K)$
- K —— 多孔介质渗透率, m^2
- L_b —— 换热器本体长度, m
- 质量流量, kg/s

P ——压力, Pa
 ΔP_d ——稀相压降, Pa
 T ——温度, K
 u ——速度, m/s
 $\dot{V}$ ——摩尔流量, mmol/s
 W_b ——换热器本体宽度, m
 δ ——相对误差
 ε ——传热效率
 μ ——动力黏度, kg/(m·s)
 ρ ——流体密度, kg/m³
 φ ——孔隙率

下角标

c——浓相
d——稀相
f——流体
i——入口
o——出口
p——多孔介质/颗粒
s——固体

参考文献

- [1] Zheng M W, Li J G, Guo H W, et al. Experimental study on a dry dilution refrigerator driven by a high-power linear compressor[J]. Cryogenics, 2024, **138**: 103802.
- [2] Zheng M W, Quan J, Wang N L, et al. A brief review of dilution refrigerator development for space applications[J]. Journal of Low Temperature Physics, 2019, **197**(1): 1–9.
- [3] Zu H, Dai W, de Waele A T A M. Development of dilution refrigerators: a review[J]. Cryogenics, 2022, **121**: 103390.
- [4] Gong H, Ma X T, Meng S N, et al. Regulation strategy and analysis of the ultra-low temperature heat and mass transfer capacity of 3He–4He mixture in the mixing chamber of dilution refrigerator[J]. Applied Thermal Engineering, 2024, **248**: 123342.
- [5] Fu B S, Yi L, Zhou J. Dilution refrigerator and its heat transfer problems[J]. Acta Physica Sinica, 2021, **70**(23): 230202.
- [6] Frossati G. Experimental techniques: Methods for cooling below 300 mK[J]. Journal of Low Temperature Physics, 1992, **87**(3): 595–633.
- [7] Takano Y. Cooling power of the dilution refrigerator with a perfect continuous counterflow heat exchanger[J]. Review of Scientific Instruments, 1994, **65**(5): 1667–1674.
- [8] Uhlig K. 3He/4He dilution refrigerator precooled by Gifford – McMahon cooler II. Measurements of the vibrational heat leak[J]. Cryogenics, 2002, **42**(9): 569–575.
- [9] Swartz E T, Pohl R O. Thermal boundary resistance[J]. Reviews of Modern Physics, 1989, **61**(3): 605–668.
- [10] Ramiere A, Volz S, Amrit J. Thermal resistance at a solid/superfluid helium interface[J]. Nature Materials, 2016, **15**(5): 512–516.
- [11] Chen J, Xu X F, Zhou J, et al. Interfacial thermal resistance: Past, present, and future[J]. Reviews of Modern Physics, 2022, **94**(2): 025002.
- [12] Oda Y, Fujii G, Nagano H. Practical design of a heat exchanger for dilution refrigeration I[J]. Cryogenics, 1978, **18**(2): 73–78.
- [13] Krusius M, Paulson D N, Wheatley J C. Properties of sintered copper powders and their application in a nuclear refrigerator with precise temperature control[J]. Cryogenics, 1978, **18**(12): 649–655.
- [14] Radebaugh R, Siegwirth J D. Dilution refrigerator technology[J]. Cryogenics, 1971, **11**(5): 368–384.
- [15] Keith V, Ward M G. A recipe for sintering submicron silver powders[J]. Cryogenics, 1984, **24**(5): 249–250.
- [16] Robertson R J, Guillon F, Harrison J P. Properties of sintered submicron copper and silver powders and their relation to low temperature heat exchangers[J]. Canadian Journal of Physics, 1983, **61**(2): 164–176.
- [17] Rogacki K, Kubota M, Syskakis E G, et al. Well-characterized sintered submicrometer copper powder for low temperature heat exchangers[J]. Journal of Low Temperature Physics, 1985, **59**(5): 397–412.
- [18] Nakagawa H, Misaki Y, Akoshima M. Gas adsorption, thermal and structural properties of sinters made of fine silver powder for ultra-low-temperature heat exchangers[J]. Cryogenics, 2019, **102**: 1–8.
- [19] Pan Z J, Wei L J, Zheng M W, et al. A research on silver powder sinters for dilution refrigerator heat exchangers[J]. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2022, **1240**(1): 012050.
- [20] Ghahremannezhad A, Vafai K. Thermal and hydraulic performance enhancement of microchannel heat sinks utilizing porous substrates[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, **122**: 1313–1326.
- [21] Oda Y, Fujii G, Ono T, et al. Practical design of heat exchangers for dilution refrigerators: part 2[J]. Cryogenics, 1983, **23**(3): 139–147.
- [22] Rosenbaum R, Breuer A. Practical model for the design of step heat exchangers[J]. Review of Scientific Instruments, 1982, **53**(6): 897–904.
- [23] Mitra I, Balasundaran G P, Ghosh I. Microchannel counter-current heat exchanger analysis highlighting equitability of conventional heat transfer theory in both macro and micro domains [J]. Applied Thermal Engineering, 2022, **216**: 119054.
- [24] Vera M, Quintero A E. On the role of axial wall conduction in mini/micro counterflow heat exchangers[J]. International Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, **116**: 840–857.
- [25] Pan Z J, Zheng M W, Wei L J, et al. Theoretical analysis of the heat exchanger of a dilution refrigerator for space applications[J]. Cryogenics, 2023, **130**: 103645.
- [26] Fagaly R L, Paulson D N. Dilution refrigerator performance[J]. Cryogenics, 1992, **32**(8): 711–714.
- [27] Pradhan J, Das N K, Chakrabarti A. Transient phenomena initiating phase transition in dilution refrigerator[J]. Cryogenics, 2014, **63**: 69–76.
- [28] Pradhan J, Das N K, Chakraborty A. Thermo-dynamical process simulation of dilution refrigerator[J]. Cryogenics, 2013, **57**: 158–165.
- [29] Guan X, Fan J, Bian Y B, et al. An efficient numerical method for modeling silver powder heat exchanger in dilution refrigerator[J]. Cryogenics, 2024, **141**: 103891.
- [30] Shang X S, Shao W, Wang R, et al. Numerical and thermal

- resistance analysis on the cryogenic porous medium heat exchanger with liquid channel[J]. International Journal of Thermal Sciences, 2024, **204**: 109217.
- [31] Shang X S, Gong H, Zeng X X, et al. Effects of geometric structures on the sub-Kelvin porous media heat exchanger[J]. International Journal of Refrigeration, 2024, **160**: 207–216.
- [32] Shang X S, Miao Z, Cao H Q, et al. Modeling on cryogenic heat exchangers considering variable properties, axial heat conduction and viscous heating[J]. International Journal of Refrigeration, 2023, **146**: 381–389.
- [33] Frossati G. Obtaining ultralow temperatures by dilution of ^3He into ^4He [J]. Le Journal de Physique Colloques, 1978, **39**(C6): C6–1578–C6–1589.
- [34] Johnson R C, Little W A. Experiments on the kapitza resistance [J]. Physical Review, 1963, **130**(2): 596–604.
- [35] Kapitza P L. Heat transfer and superfluidity of helium II[J]. Physical Review, 1941, **60**(4): 354–355.
- [36] Chai L, Xia G D, Wang H S. Numerical study of laminar flow and heat transfer in microchannel heat sink with offset ribs on sidewalls[J]. Applied Thermal Engineering, 2016, **92**: 32–41.
- [37] Pati S, Borah A, Boruah M P, et al. Critical review on local thermal equilibrium and local thermal non-equilibrium approaches for the analysis of forced convective flow through porous media[J]. International Communications in Heat and Mass Transfer, 2022, **132**: 105889.