

# 液冷微通道内相变微胶囊的壁面温升抑制特性数值模拟\*

郭义丰 王智彬<sup>†</sup> 贾莉斯 莫松平 陈颖

(广东工业大学材料与能源学院, 广东省功能软凝聚态物质重点实验室, 广州 510006)

(2022年12月16日收到; 2023年3月7日收到修改稿)

相变微胶囊悬浮液是一种新型的蓄热-传热功能流体, 目前对相变微胶囊与基液流固传递作用认识的欠缺, 导致宏观上对悬浮液流动传热性能的研究结果存在较大的差异. 为此, 本文采用任意拉格朗日-欧拉方法模拟相变微胶囊在液冷微通道内流固作用下的流动传热特性, 对比普通颗粒及相变胶囊对液冷微通道壁面温升的抑制作用, 考察胶囊位置、形状及数量对壁面温升抑制的影响. 结果表明: 胶囊及颗粒均对它们上游区域的壁面温升产生抑制作用, 而胶囊的相变使得抑制效果更加明显; 胶囊越靠近壁面自旋运动越快, 越有利于流体与壁面的换热, 对壁面温升抑制效果越强, 尤其是靠近受热面时; 相比椭圆形胶囊, 圆形胶囊自旋运动更激烈, 对壁面温升抑制效果更优; 随着加热区内胶囊数的增加, 最大抑制效果在逐渐提升.

**关键词:** 相变微胶囊, 微通道液冷, 流固传递, 壁温抑制**PACS:** 65.80.-g, 47.57.Gc, 81.70.Pg, 61.85.+p**DOI:** 10.7498/aps.72.20222400

## 1 引言

随着科技的发展, 电子元器件逐步向微型化、集成化发展; 得益于晶体管数的增加, 芯片的处理能力得到巨大的提升<sup>[1]</sup>. 根据摩尔定律, 芯片上的晶体管数每 18 个月就会增加一倍<sup>[2]</sup>. 高密度的晶体管数也带来了极高密度的热生成, 成为了电子元器件进一步集成化和微型化发展的瓶颈之一. 这是因为温度的提高会大大降低芯片的工作效率并缩短其使用寿命<sup>[3]</sup>. 有研究表明, 器件温度在 70—80 °C 时, 每增加 1 °C 其可靠性下降 5%. 因此高效热管理技术成为电子元器件进一步发展及高效稳定运行的关键<sup>[4,5]</sup>. 微通道液冷由于结构紧凑、易于集成、换热性能优越及安全稳定而具有广泛的应用前景<sup>[6]</sup>.

目前的研究主要从微通道构型<sup>[7-10]</sup>、运行参数<sup>[11,12]</sup>和工作流体<sup>[13-15]</sup>等方面来进一步提升热管理性能. 在工作流体中, 相变微胶囊悬浮液由于相变而具有大比热和小温差传热等独特优势而备受关注. 相变微胶囊悬浮液的流动传热特性直接受颗粒与基液的流动传递作用影响, 正如刘森中等<sup>[16]</sup>指出颗粒与流体的流固传递在颗粒流中起关键作用. 颗粒与流体的流固传递特性研究能加深对颗粒流传热机理的认识, 为更好选择悬浮液及设计高性能液冷提供支撑. Hetsroni 等<sup>[17]</sup>研究了颗粒运动对流动传热的影响, 模型仅考虑颗粒的平移运动, 结果表明颗粒会改变流场及温度场, 颗粒上游传热系数急剧增加. Zahra 等<sup>[18]</sup>对不同运动状态的单颗粒与流体的对流换热进行了研究, 结果表明在颗粒的扰动作用下, 流体传热速率得到提升. Liu 等<sup>[19]</sup>研究了不同比热的粒子对流动传热

\* 国家自然科学基金 (批准号: U20A201020) 和广东省自然科学基金 (批准号: 2019A1515012119) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: wangzhibin@gdut.edu.cn

的影响,发现它们具有不同热力学特性. 这些研究主要以颗粒的流动传热为主,忽略了颗粒自旋运动等对流场及温度场的影响. 随着数值方法的发展和计算能力的提升,使得考虑颗粒自旋运动的流固双向耦合仿真得以实现. 直接考虑颗粒与流体的相互作用而非使用经验或统计模型直接模拟具有计算精度高,对研究颗粒与流体的流固作用具有重要的意义. 这一类的方法主要有有限元任意拉格朗日-欧拉方法 (ALE)、离散单元法、虚拟区域法、格子玻尔兹曼法等. 例如,段总样等<sup>[20]</sup>采用离散单元法对颗粒与壁面的相互作用进行了研究,发现颗粒与壁面的相互作用对颗粒的运动具有显著的影响. 赵维维等<sup>[21]</sup>采用格子玻尔兹曼法研究了颗粒两相流中颗粒对流动的影响,结果表明颗粒的不同流动行为会对流场产生不同的影响. 正如崔智文等<sup>[22]</sup>总结的那样,这些研究主要关注在颗粒与流体之间的相互作用,较少耦合传热问题,更无涉及胶囊的相变行为对流动传热的影响. ALE 方法由于网格能够随着物体的运动而移动,在研究复杂的流场变化时准确度较高,并且可以从胶囊角度来分析周围流场. 因此,对于分析流场中运动的物体具有独特的优势. 目前 ALE 方法也可以加入传热来进行流固传递及热传导、热对流的耦合计算.

因此,本文采用直接计算流固双向耦合的 ALE 方法研究液冷微通道内相变胶囊的流固传递特性. 对比了普通颗粒与相变微胶囊在液冷微通道内的流动传热差异,明晰了胶囊相变对壁面温升抑制效果的影响;考察胶囊位置、形状及胶囊数量对壁面温升抑制效果的影响规律. 本研究加深了相变微胶囊悬浮液中流固流动传热的认识,为更好地选择悬浮液及设计高性能液冷提供支撑.

## 2 数值方法

### 2.1 模型建立

本文研究液冷微通道内相变微胶囊对壁面温升的抑制作用,采用二维模型模拟胶囊在通道内的流动传热过程,通道全长  $L$  为  $3500\ \mu\text{m}$ 、宽  $H$  为  $150\ \mu\text{m}$ ;除研究胶囊形状影响外,胶囊直径均为  $30\ \mu\text{m}$  圆形;如图 1 所示. 对模型做如下假设: 1) 流体为不可压缩流体; 2) 由于胶囊及流道特征尺寸较小,不考虑重力及浮力的影响; 3) 由于温度接近室温,胶囊、流体、壁面之间的传热只考虑导热和对流.

模型采用单侧加热的方式以模拟真实的电子芯片的散热情况,热通量  $q$  为  $100\ \text{W}/\text{cm}^2$ . 为保证胶囊在加热段能保持稳定的运动状态,将通道的前  $500\ \mu\text{m}$  设置为不加热段,以消除胶囊距离入口较近的不规则运动所产生的影响. 通道流体流动采用速度进口和压力出口,进口速度为  $v_{\text{in}}$ ,流体及入口温度  $T_{\text{in}}$  均为  $20\ ^\circ\text{C}$ ,通道的上表面为绝热. 胶囊从入口位置释放后流经胶囊释放段、加热段后到达出口.

### 2.2 物性参数选取

本文基液为水,物性参数按  $20\ ^\circ\text{C}$  选取. 相变胶囊的壳核材料分别是甲基丙烯酸甲酯和正十八烷,包覆率  $R = 80.9\%$ . 包覆率按  $R = \frac{\Delta H_{\text{NEPCM}}}{\Delta H_{\text{paraffin}}}$  进行计算,其中  $\Delta H_{\text{NEPCM}}$  和  $\Delta H_{\text{paraffin}}$  分别为相变胶囊和正十八烷的熔融焓值. 将相变胶囊简化为均质颗粒,胶囊的密度和比热容取囊芯和囊壁加权平均,导热系数为实际测得<sup>[23]</sup>,普通颗粒作为对比时除了比热容与相变胶囊不同之外,其他参数均相同,具体的物性参数见表 1.

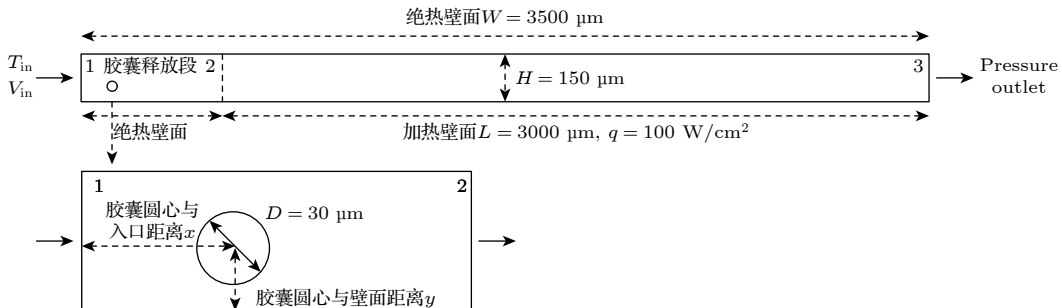


图 1 计算模型示意图

Fig. 1. Schematics of computational model.

表 1 基液及相变胶囊、普通颗粒的物性参数  
 Table 1. Thermophysical properties of the base fluid and particle.

材料	$\rho/(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	$C_{p,p}/(\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	$k/(\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1})$	$\mu/(10^{-3}\text{ Pa}\cdot\text{s})$	$h_{sf}/(\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1})$
水	998.2	4189	0.599	1.005	—
相变胶囊	1094	(1)式	0.1644	—	241
普通颗粒	1094	1893.04	0.1644	—	—

胶囊相变采用比热容变化来处理, 具体表达式为

$$C_{p,p} = \begin{cases} 1893.04, & T \leq T_1, \\ C_{p,c} + \frac{\pi}{2} \left( \frac{h_{sf}}{T_{mr}} - C_{p,c} \right) \sin \frac{(T - T_1)\pi}{T_{mr}}, & T_1 < T < T_2, \\ 1893.04, & T \geq T_2, \end{cases} \quad (1)$$

其中, 胶囊起始相变温度为  $T_1 = 297.15\text{ K}$ ,  $T_2 = 302.15\text{ K}$ ,  $T_{mr} = 5\text{ K}$ ,  $h_{sf}$  为相变焓值.

为了表征流动换热性能, 也引入了对流换热系数  $h$ , 努塞尔数 ( $Nu$ ), 雷诺数 ( $Re$ ) 和无量纲位置  $X$ , 它们的表达式如下所示.

$$h = q/(T_w - T_f), \quad (2)$$

$$Nu = hd/k, \quad (3)$$

$$Re = \rho vd/\mu, \quad (4)$$

$$X = x/L, \quad (5)$$

其中,  $q$  为加热面的热通量,  $T_w$  和  $T_f$  分别为加热壁面的温度和流体温度;  $d$  为通道的特征长度, 取为通道的宽度;  $\rho$ ,  $v$  和  $\mu$  分别为流体的密度、速度和黏度;  $x$  为图中点的横坐标,  $L$  为加热段的长度.

### 2.3 模型方法及验证

研究采用 ALE 方法来计算胶囊与流体的动量和能量传递. 在该方法中, 胶囊表面的节点会伴随胶囊一起移动, 而胶囊附近流体节点的位置则通过修正的 Laplace 方程求解. 为保证计算精度, 采用动网格进行计算; 当网格质量低于设定值的时候, 就会以胶囊的位置重新划分网格, 并将流场的参数迭代到新网格中继续计算. 流体控制方程包括连续性方程、N-S 方程及能量方程, 胶囊运动满足牛顿第二定律, 传热满足能量守恒公式, 具体可见杨杰等<sup>[24]</sup>的研究工作. 数值模拟采用 COMSOL Multiphysics 软件来执行.

计算所用的网格示意图如图 2 所示, 为了防止胶囊在运动过程中网格变形严重的问题, 通道内的网格主要以三角形网格为主. 随着胶囊的运动, 网

格变形超过规定的值后就会以胶囊当前所在位置为基准重新划分网格, 如图 2(c) 和图 2(d) 所示. 由于边界层的存在, 对胶囊及壁面附近的网格进行加密处理. 在壁面附近由于变形较小, 采用四边形网格, 如图 2(d) 所示.

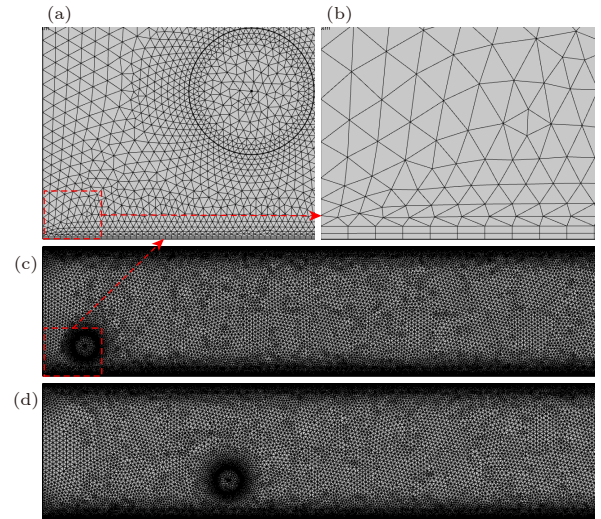


图 2 网格示意图

Fig. 2. Grid diagram.

为了在确保模型准确性的同时兼顾计算的效率, 对模型网格独立性进行了验证. 平均  $Nu$  采用壁面和流场的平均温度进行计算; 局部  $Nu$  采用对应位置前后各  $10\ \mu\text{m}$  区域的平均值进行计算. 网格独立性验证结果如图 3 所示, 当网格数量为  $7 \times 10^4$  时, 平均  $Nu$  达到稳定; 当网格数量为  $17 \times 10^4$  时, 局部  $Nu$  达到稳定. 可见网格数量为  $17 \times 10^4$  时, 再增加网格数量对平均  $Nu$  和局部  $Nu$  基本没有影响; 因此采用  $17 \times 10^4$  网格进行计算.

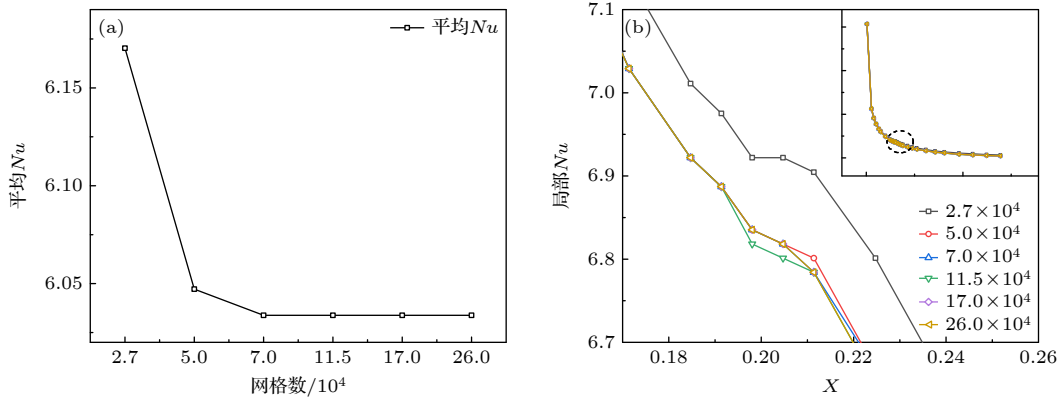


图3 网格独立性验证 (a) 平均  $Nu$  数; (b) 局部  $Nu$  数  
Fig. 3. Grid sensitivity tests: (a) Average  $Nu$  number; (b) local  $Nu$  number.

为了确保模型的准确性,进行了模型验证. 采用本文模型方法计算 Zahra 等<sup>[18]</sup> 的实验过程, 结果如图4所示. 本文模拟的结果和 Zahra 等<sup>[18]</sup> 的实验结果趋势一致, 吻合度高, 其中最大点的误差为 19.4%, 最小点的误差为 1.1%, 算数平均误差约为 8.5%. 因此, 可认为本文所使用的模型合理可信.

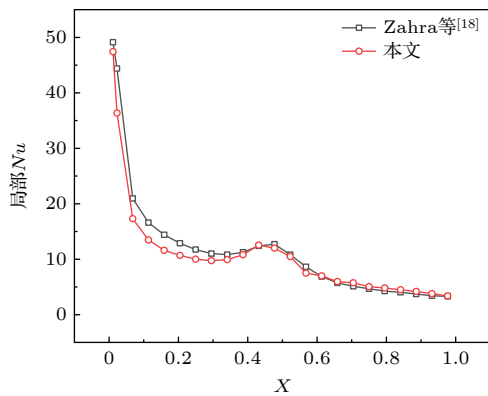


图4 模型验证  
Fig. 4. Validation of numerical model.

### 3 结果和讨论

#### 3.1 圆形相变胶囊的流固传递特性

本节对比了无颗粒、普通颗粒及相变胶囊三种情况下的流动传热差异, 来揭示相变对壁面温升的抑制效果. 计算选取  $Re = 50$ , 相变胶囊及普通颗粒直径  $D$  均为  $30 \mu\text{m}$  的圆形, 距入口  $x = 50 \mu\text{m}$ , 距壁面  $y = 35 \mu\text{m}$ . 图5为无颗粒、普通颗粒、相变胶囊在不同时刻(不同位置)的温度云图和速度场; 其中,  $T_f$  和  $T_p$  分别代表流体和胶囊在该时刻区域内(以胶囊为质心前后各  $100 \mu\text{m}$ ) 的平均温度,

$u_{\text{max}}$  代表通道中速度的最大值. 相比无颗粒情况, 有颗粒时区域的平均水温有所升高. 随着时间的推移, 有颗粒与无颗粒水温差值越来越大; 从 1.7—6.6 ms, 无颗粒与普通颗粒水的平均温度差值从 0.12 K 扩大到 0.41 K. 说明颗粒在通道中会对速度场造成扰动, 强化流体与壁面的对流换热, 引起颗粒周围流体温度的上升. 这可以从速度场得到印证, 如图5(b)所示; 无颗粒的最大速度始终在主流区, 且速度分布均匀. 而通道中存在颗粒时, 通道中的最大速度点始终在颗粒的上方, 且随着颗粒位置的变化而改变; 并且由于颗粒的存在, 主流区的速度分布也发生了改变. 颗粒处的速度比纯水的主流区速度更大, 说明颗粒的存在减小了通道的截面积, 导致流体在颗粒处的流速增加. 流速的增加强化了液体与壁面的传热, 使得有颗粒情况下水的平均温度升高. 另外, 颗粒在流动中会发生迁移和自旋运动, 引起了流体的局部扰动, 强化液体与壁面的换热, 如图6(a)所示. 在起始段, 颗粒质心在垂直方向有一点往返运动, 之后质心位置不再发生迁移; 而颗粒的自旋运动一直存在.

对比普通颗粒和相变胶囊的局部温度场发现, 相变胶囊未开始相变时与普通颗粒没有差异. 对比 2.7 ms 时刻的温度云图可以发现, 相变胶囊的流体温度比普通颗粒的流体温度更低, 同时相变胶囊的平均温度也比普通颗粒更低. 说明相变胶囊在通道中能够更有效地抑制周围流体的温升. 并且从 1.7 ms 开始, 含普通颗粒流体与水的温差持续增加, 而含相变胶囊流体与水的温差则变化不大, 且一直小于含普通颗粒情况; 说明胶囊相变对流体温度的控制效果更加稳定.

为了更好地反映壁面温度和流体的温度变化情况, 图 6(b) 给出了相变胶囊和普通颗粒在 1.7 ms 下经过通道时流体和壁面的平均温度情况, 虚线表示颗粒运动到该位置时的比热容, 图 6(c) 和图 6(d) 分别为该时刻的壁温和流体温度放大图. 从图中可以发现相变胶囊和普通颗粒在流经通道时会引起

流体温度和壁面温度高于水的流体温度和壁面温度. 从相变颗粒的比热变化曲线可以发现: 相变胶囊在相变程度较低时, 对流体和壁温的影响和普通颗粒相同. 此外, 颗粒对流体及壁面温度的影响并不局限于颗粒的位置处.

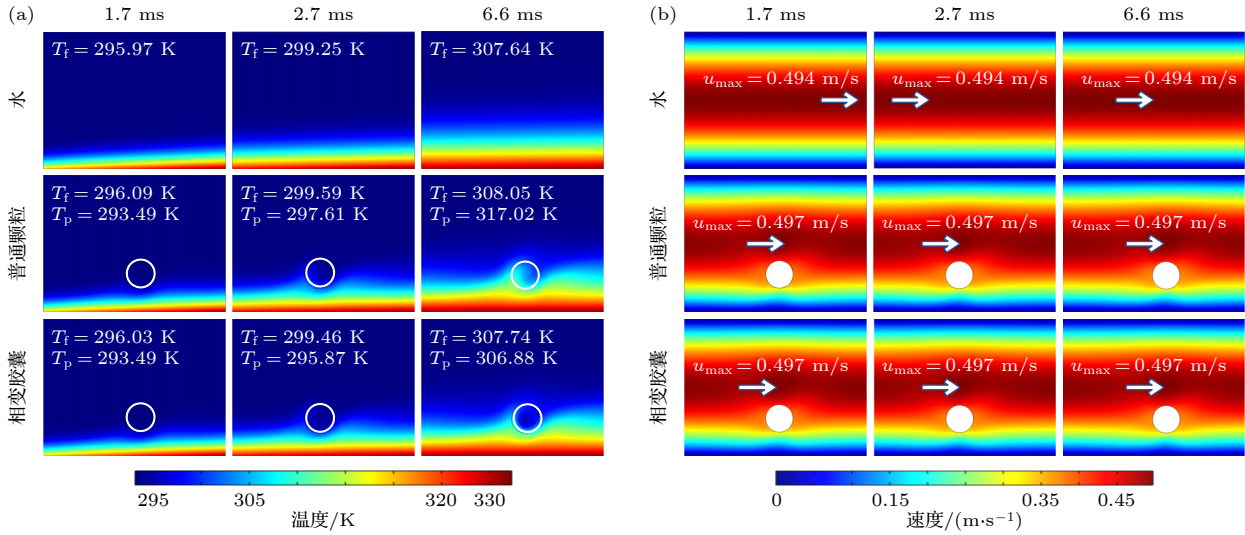


图 5 水、普通颗粒和相变胶囊的对比 (a) 温度云图; (b) 速度云图

Fig. 5. Comparison in water, particle and phase change capsules: (a) Temperature field; (b) velocity field.

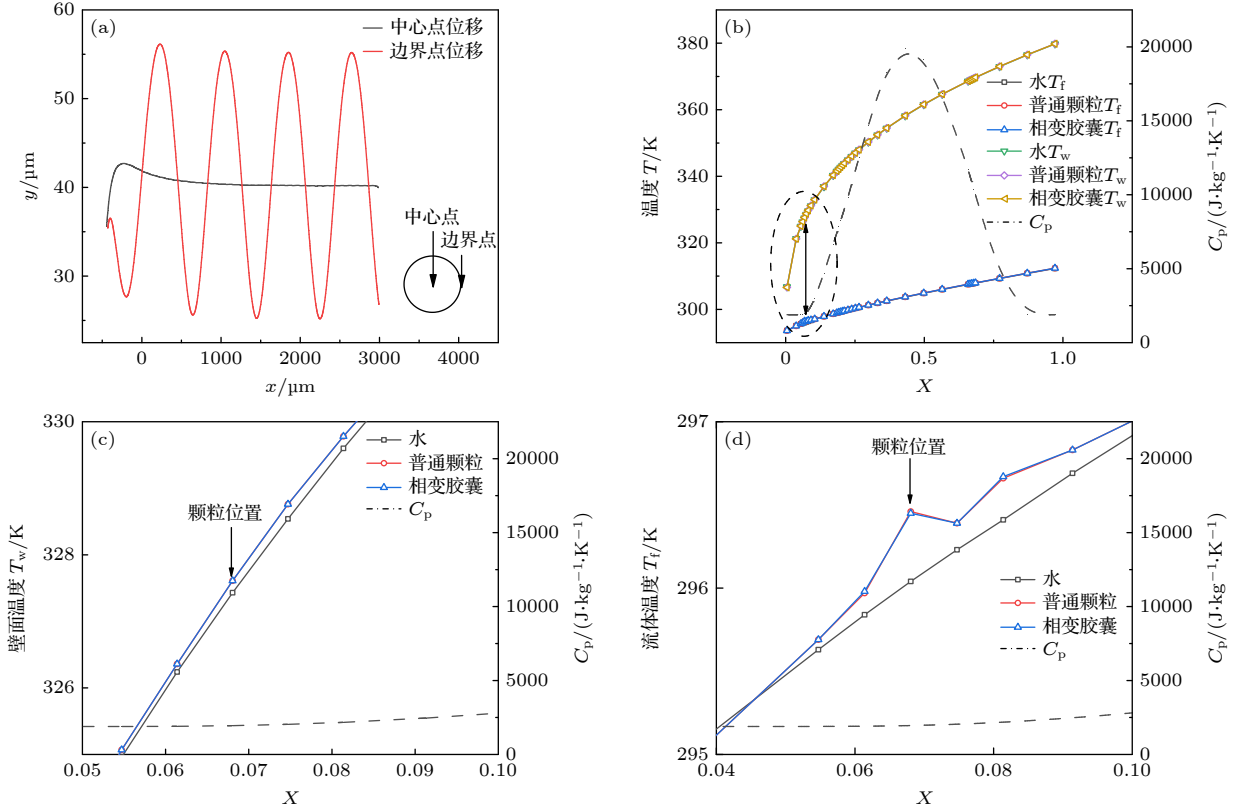


图 6 (a) 颗粒迁移及自旋; (b) 流体温度及壁面温度; (c) 流体温度局部放大图; (d) 壁面温度局部放大图

Fig. 6. (a) Particle migration and spin; (b) temperature of fluid and wall; (c) local temperature of wall; (d) local temperature of fluid.

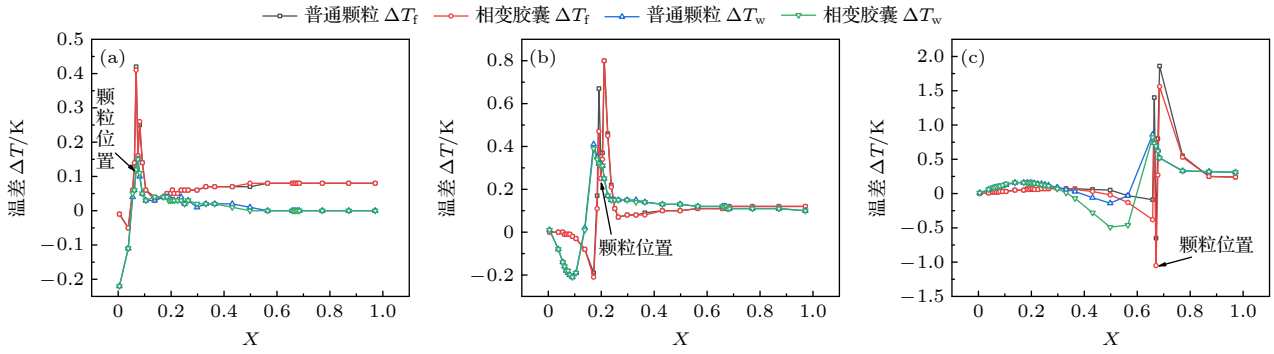


图 7 颗粒在不同时刻的  $\Delta T_w$  和  $\Delta T_f$  (a) 1.7 ms; (b) 2.7 ms; (c) 6.6 ms  
 Fig. 7. Temperature difference in different time: (a) 1.7 ms; (b) 2.7 ms; (c) 6.6 ms.

为了更直观地反映颗粒对流体和壁温的影响,以纯水的流体温度和壁温作为基准,按公式  $\Delta T_w = T_{wp} - T_{wf}$ ,  $\Delta T_f = T_{fp} - T_{ff}$  计算,获得颗粒存在对温度的影响曲线. 其中  $\Delta T_w$ ,  $T_{wp}$  和  $T_{wf}$  分别为颗粒流与纯水流的壁面温差、颗粒流的壁温和纯水流的壁温,  $\Delta T_f$ ,  $T_{fp}$  和  $T_{ff}$  分别为颗粒流与纯水流的流体温差、颗粒流流体温度和水温度. 如图 7 所示,正值代表温度升高,负值代表温度降低. 从图 7(a)—(c) 可以发现颗粒对壁面温升的抑制效果总是出现在颗粒的上游,即存在一定的滞后性. 这是由于上一时刻颗粒在壁温降低的位置时,如图 7(b) 颗粒壁面温度低于水的部分,由于颗粒的扰动作用,加强了周围流体和壁面对流换热,热量从壁面传递给了流体,因此壁面的温度低于水的温度. 随着颗粒的运动,颗粒和周围的流体运动到图 7(b) 中标识的颗粒位置后,由于壁面是恒定热通量进行加热,因此颗粒对上游的影响还未恢复. 而颗粒所在位置,由于颗粒及周围流体从上游带来的热量还没有被颗粒吸收完全,流体的温度仍相对较高;因此流体与壁面温差减小,传热量减少导致壁面温度上升. 而在颗粒附近的流体,由于颗粒的存在,热量由流体传递到颗粒内部. 从图 7(c) 中还可以看出颗粒附近的流体温度明显降低. 同时可以发现相变胶囊周围的流体温度比普通颗粒的流体温度更低,说明相变颗粒的吸热效果更好.

图 8 为胶囊在通道中的相变过程,其中胶囊内部的颜色代表比热容的变化,胶囊外部流体的颜色表示胶囊周围的温度. 从图 8(a) 可以发现胶囊最先发生相变的部分更靠近胶囊的上游,随着吸热量的增加胶囊相变逐渐沿着最初的相变点展开. 这也印证胶囊对壁面温升的抑制是发生在其上游区域.

从图 8(e) 可以发现,随着胶囊不断地吸收热量,胶囊最外侧的相变程度大于中心区域. 这是由于热量通过对流换热从流体传递到胶囊表面,然后再通过导热传递到胶囊的内部. 因此胶囊的外侧最先发生相变. 从图 8(g) 可以发现:当胶囊运动到图示位置时,靠近上游的部分已完成相变过程,而中心还在继续相变. 当胶囊运动到图 8(h) 所示的位置时,胶囊的外侧已全部完成相变,而内部由于热量传递缓慢,还处在相变的过程.

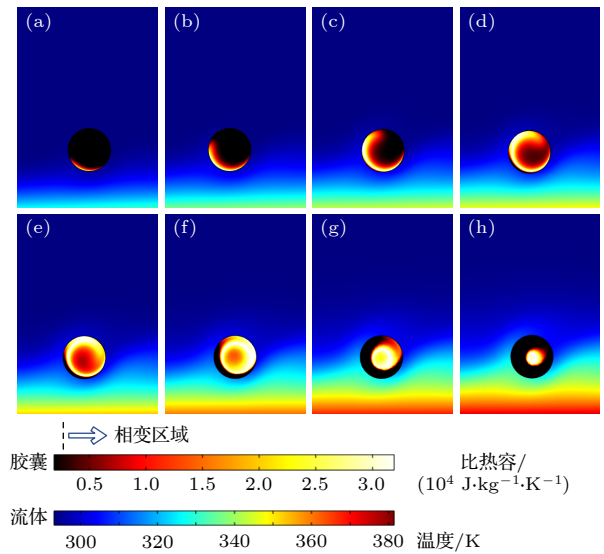


图 8 相变胶囊的相变过程 (a) 1.85 ms; (b) 2.37 ms; (c) 2.92 ms; (d) 3.45 ms; (e) 3.99 ms; (f) 5.07 ms; (g) 6.43 ms; (h) 7.24 ms  
 Fig. 8. Phase change process of the phase change capsule: (a) 1.85 ms; (b) 2.37 ms; (c) 2.92 ms; (d) 3.45 ms; (e) 3.99 ms; (f) 5.07 ms; (g) 6.43 ms; (h) 7.24 ms.

### 3.2 雷诺数对相变胶囊壁面温升抑制的影响

流速除影响对流换热外,还直接影响颗粒的自旋运动,进一步影响胶囊对壁面温升的抑制效果.

为此, 保持颗粒初始位置为  $x = 50 \mu\text{m}$ ,  $y = 35 \mu\text{m}$ , 研究流体  $Re$  对壁面温升抑制的影响. 图 9 为  $Re$  对胶囊迁移及自旋的影响. 从图 9(a) 可以发现: 随着  $Re$  的增加, 胶囊的横向迁移距离逐渐增加, 并且胶囊最终的平衡位置也发生了改变. 这是由于随着  $Re$  的增加, 胶囊所受的剪切作用力也逐渐增加, 因此胶囊在通道中受力达到平衡时的位置也不同. 从图 9(b) 中的自旋周期可以发现随着  $Re$  的增加, 胶囊的旋转周期也逐渐减小. 这是因为流体  $Re$  越大, 胶囊上下表面流体的速度差越大, 流体对胶囊的剪切作用越强.

图 10 给出不同时刻  $Re$  对胶囊壁面温升抑制的影响. 从图 10(a) 可以发现: 当  $Re = 30$  时, 胶囊对壁面温升的抑制效果最好; 随着  $Re$  的增加, 胶囊对壁面温升的抑制效果逐渐降低. 从图 10(b) 和图 10(c) 可以发现当胶囊运动到 2.7 ms 和 6.6 ms 时,  $Re = 30$  和 50 的胶囊对壁面温升的抑制效果逐渐增加, 并且抑制的范围也逐渐增加. 而  $Re = 70$  和 90 时, 在胶囊的上游虽然壁温也出现降低, 但并未表现出对壁面温升的抑制效果. 结合图 11

胶囊在不同时刻的温度图可以发现,  $T_f$ ,  $T_p$  和  $T_w$  随着  $Re$  的增加而逐渐减小, 且  $T_f$  和  $T_w$  之间的温差也在逐渐减小. 如 1.7 ms 时,  $Re = 30$  的温差为 36.01 K, 而  $Re = 90$  的温差为 25.6 K. 这说明随着  $Re$  的增加, 流体与壁面之间、胶囊与流体之间整体的对流换热效果得到了提升. 在  $Re$  较大时, 流体与壁面之间的进行对流换热将壁面的热量带走, 壁面温度得到了降低, 流体中的热量由于  $Re$  的影响, 未能与相变胶囊进行充足时间的对流换热便被流体带至下游, 因此导致  $T_f$ ,  $T_p$  和  $T_w$  均随着  $Re$  的增加而逐渐减小.

### 3.3 胶囊位置对壁面温升抑制的影响

从 3.2 节的分析可以看出, 相变胶囊通过自身的迁移和自旋运动对微通道内流动传热产生明显的影响, 而胶囊的迁移及自旋运动明显与胶囊在通道内的位置相关. 因此本节研究胶囊位置对胶囊抑制壁面温升的影响, 研究使用的  $Re = 50$ , 胶囊初始圆心与入口的距离  $x$  不变, 改变胶囊与壁面的初始距离  $y$  来研究位置影响, 结果如图 12 所示.

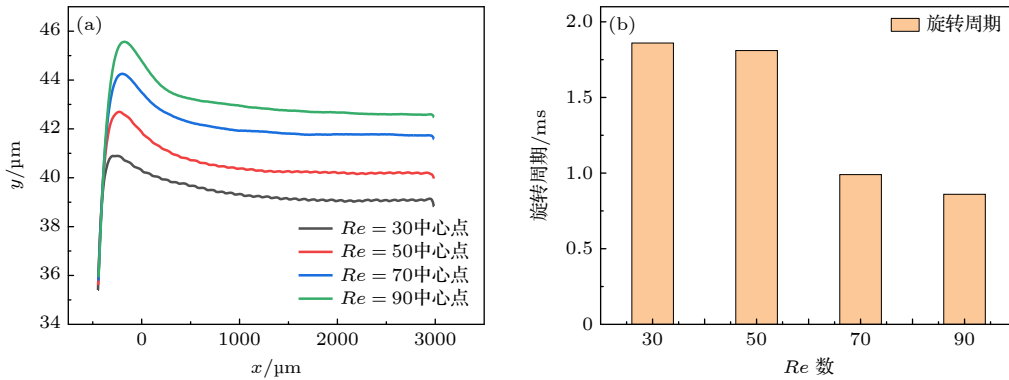


图 9  $Re$  对胶囊迁移和自旋的影响 (a) 迁移轨迹; (b) 自旋周期

Fig. 9. Effect of  $Re$  on capsule migration and spin: (a) Migration trajectory; (b) period of spin.

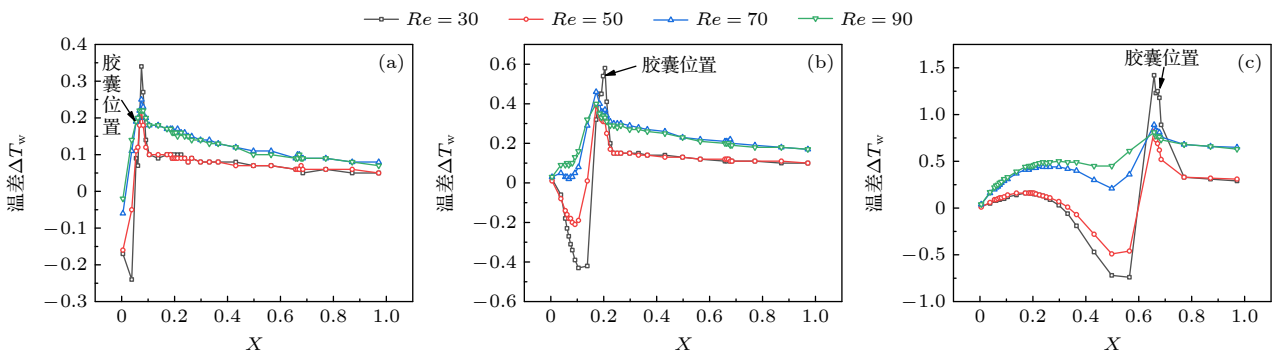


图 10 不同  $Re$  对  $\Delta T_w$  的影响 (a) 1.7 ms 时  $\Delta T_w$ ; (b) 2.7 ms 时  $\Delta T_w$ ; (c) 6.6 ms 时  $\Delta T_w$

Fig. 10. Effect of different  $Re$  on  $\Delta T_w$ : (a)  $\Delta T_w$  in 1.7 ms; (b)  $\Delta T_w$  in 2.7 ms; (c)  $\Delta T_w$  in 6.6 ms.

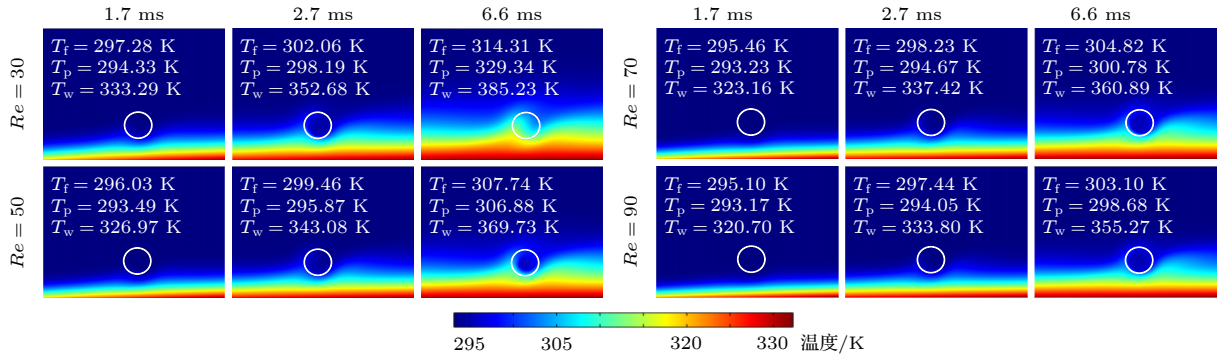


图 11 胶囊不同时刻的温度云图

Fig. 11. Temperature cloud map of capsules at different times.

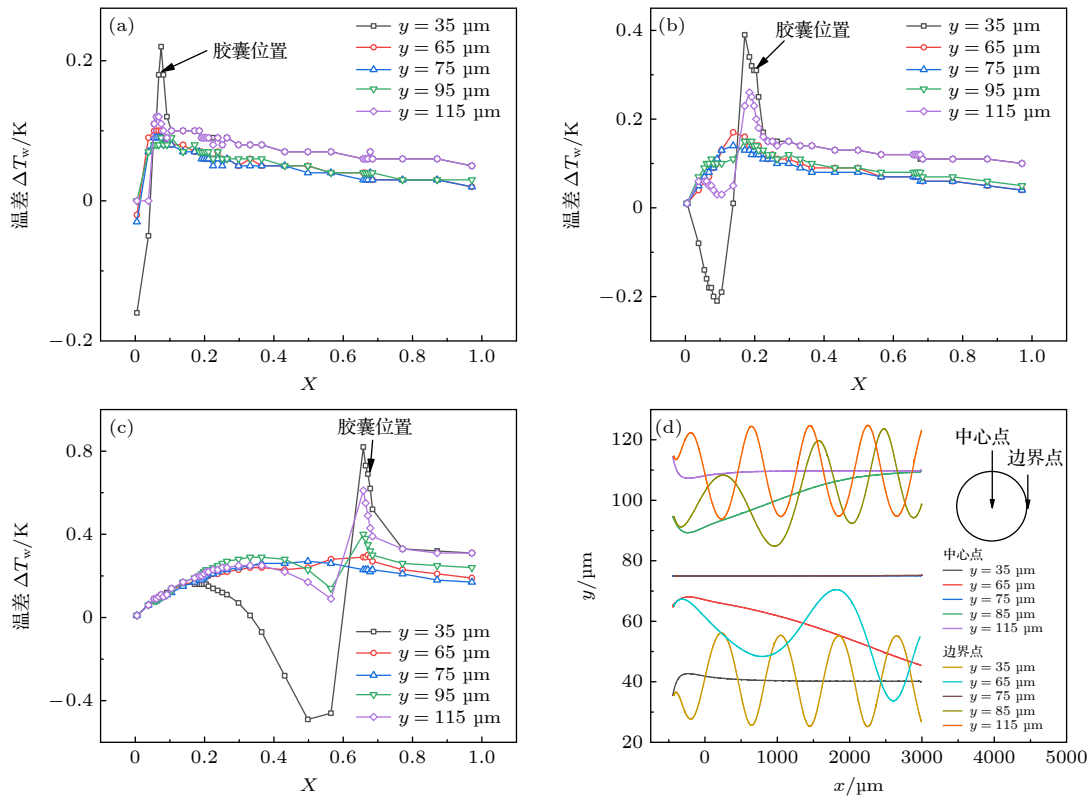


图 12 胶囊位置的影响 (a) 胶囊在 1.7 ms 时  $\Delta T_w$ ; (b) 胶囊在 2.7 ms 时  $\Delta T_w$ ; (c) 胶囊在 6.6 ms 时  $\Delta T_w$ ; (d) 胶囊迁移及自旋  
Fig. 12. Effect of microcapsule position: (a)  $\Delta T_w$  in 1.7 ms; (b)  $\Delta T_w$  in 2.7 ms; (c)  $\Delta T_w$  in 6.6 ms; (d) phase change microcapsule migration and spin.

从图 12 可以发现, 当胶囊离加热壁面较近时, 对壁面的温度影响较大; 在距离壁面距离相同情况下, 胶囊在加热侧抑制作用更大, 如胶囊在  $y = 35 \mu\text{m}$  处对壁面温升的抑制效果明显大于胶囊在  $y = 115 \mu\text{m}$  处. 这是因为胶囊越靠近壁面, 胶囊自旋运动越强, 对流场扰动越大, 流体与壁面换热越强, 如图 12(d) 所示; 所以胶囊对壁面温升抑制越强. 而胶囊位于流动中心时, 由于胶囊在垂直方向上受力对称, 胶囊没有发生自旋运动, 因此对壁面温升抑制最小. 对比图 12(a)–(c) 还可以发现, 胶囊

越往下游对壁面温升的影响越大; 胶囊在  $204 \mu\text{m}$  处 ( $t = 1.7 \text{ ms}$ ), 对壁面温升最高可以降低  $0.16 \text{ K}$ ; 而到  $2014 \mu\text{m}$  处 ( $t = 6.6 \text{ ms}$ ), 对壁面温升最高可以降低  $0.49 \text{ K}$ . 这是因为胶囊的累计效应及相变速率相叠加.

### 3.4 胶囊形状对壁面温升抑制的影响

前面的研究表明, 胶囊自旋运动对抑制壁面温升有重要影响; 胶囊形状不仅对胶囊自旋运动有重要的影响, 而且对胶囊与流体换热亦有重要影响.

本节探究胶囊形状对抑制壁面温升的影响, 为此保持的体积一致, 探究胶囊椭圆状时长径比对流动传热的影响规律.

图 13 给出了 5 种胶囊形状在不同时刻 (对应流动道不同位置) 时的温度云图. 可以发现椭圆形胶囊在通道运动的过程中, 只有靠近热壁面的一侧温度较高, 而远离壁面的那部分胶囊温度相对较低. 随着椭圆胶囊的翻滚, 胶囊和壁面附近的热流体换热面积也发生改变. 椭圆胶囊横置时由于整体换热面更接近受热壁面, 与水的温差相对较小. 而对于同一胶囊, 胶囊相变能有效缩小胶囊与流体之间的温差; 长径比为 1:2 的胶囊, 在 1.7 ms 时温差为 2.66 K, 到 2.7 ms 时温差为 3.69 K, 而到 6.6 ms 时, 温差又缩小为 2.07 K; 温差的缩小正是由于胶囊发生了相变, 引起了胶囊周围流体与壁面的温差变大, 增加了流体和壁面对流换热.

为了对比胶囊形状对壁面温升抑制的影响, 图 14 给出 5 种胶囊形状在 5 个时刻下对壁面温升抑制情况. 可以发现, 当胶囊为圆形 (长径比为 1:1) 时, 随着胶囊距离入口越来越远, 胶囊对壁面温升的最大抑制程度和范围均在增加. 这是由于胶囊在运动的过程中, 胶囊逐渐发生相变, 导致胶囊能够吸收更多周围流体的热量. 而椭圆形胶囊在相同条件下, 则是先增加后减小. 这是由于胶囊在运动的过程中由于翻滚作用导致胶囊在通道中的形态时刻发生变化. 当长轴平行于壁面时, 胶囊对通道横截面造成的堵塞效果最差, 因此胶囊对流体造成的热扰动最小, 此时流体和壁面换热最弱; 当胶囊的长轴垂直于壁面时, 此时胶囊对流体的热扰动最大, 因此流体与壁面的对流换热效果最好. 由于热壁面和流体的对流换热时好时坏, 因此壁面产生的热量无法稳定的被流体带走, 因此出现壁面温度

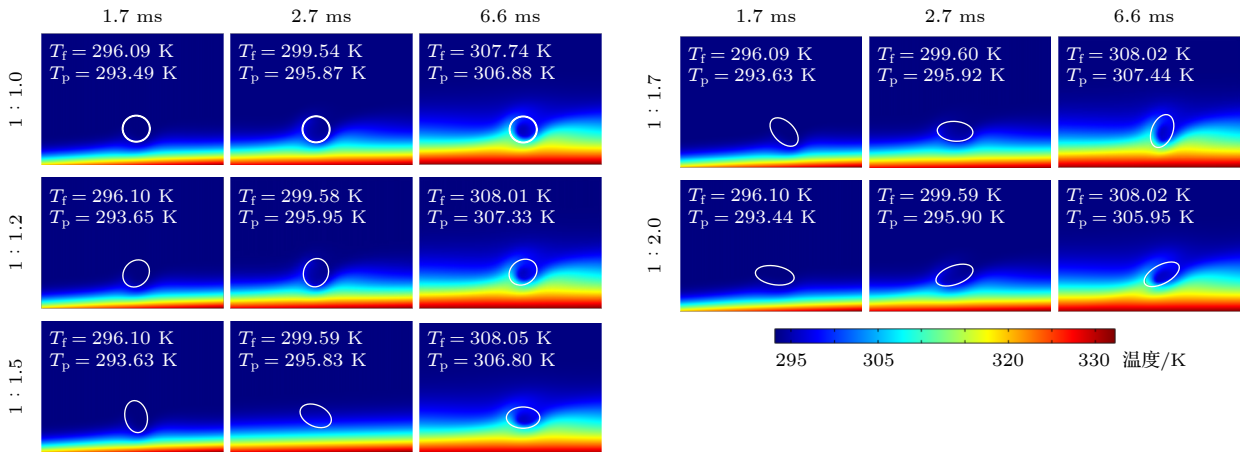


图 13 不同长径比胶囊的温度云图

Fig. 13. Temperature fields of microcapsule with different draw ratio.

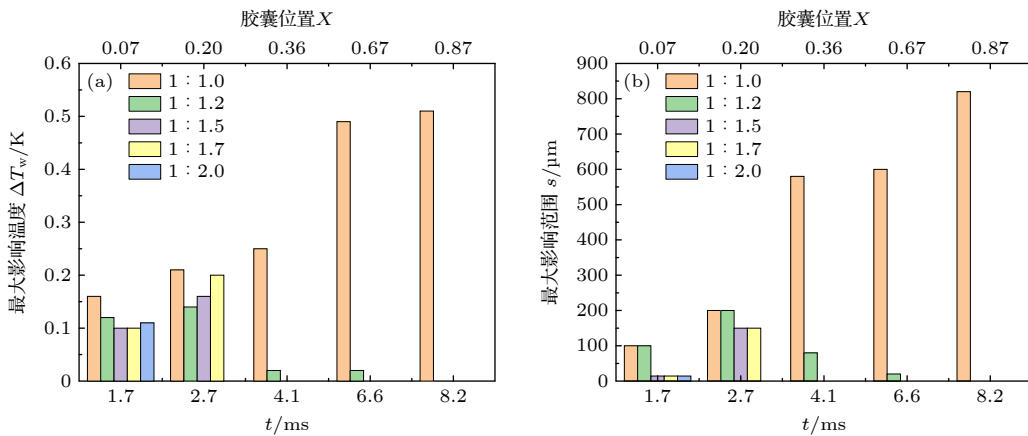


图 14 胶囊形状的影响 (a) 最大影响温度  $\Delta T_w$ ; (b) 最大影响范围  $s$

Fig. 14. Effect of capsule shape: (a) Maximum influenced of  $\Delta T_w$ ; (b) maximum influenced of  $s$ .

较高的情况. 又由于椭圆与流体的对流换热面积较大, 因此椭圆胶囊对周围流体热量的吸收较好, 表现出胶囊和流体的温差较小而与壁面温差较大的情况. 随着时间的积累, 胶囊对壁面温升抑制效果也越来越差. 从图 15 可以看出, 不同长径比的胶囊中心点的位移差距不大, 但是旋转的周期随着胶囊长径比的增加逐渐减少. 这就意味着在相同时间内, 长径比越长的胶囊翻滚的圈数越少. 因此, 长径比大的椭圆胶囊在通道中运动的时候对流体的扰动就越小, 流体和壁面对流换热效果越差.

### 3.5 多胶囊相变对壁面温升的抑制效果

3.1 节研究表明, 单个相变胶囊对流动传热存在明显的区域性; 随着胶囊增多必然导致胶囊影响相互叠加. 本节将对多胶囊壁面温升抑制效果进行研究. 考虑到胶囊位置对壁面温升的抑制效果有影响, 3 颗胶囊采取了横排和竖排两种分布方式. 胶囊之间的水平间距为  $50\ \mu\text{m}$ 、竖直间距为  $45\ \mu\text{m}$ , 以研究胶囊在不同的分布情况下对壁面温升的影响, 以及胶囊之间的相互影响.

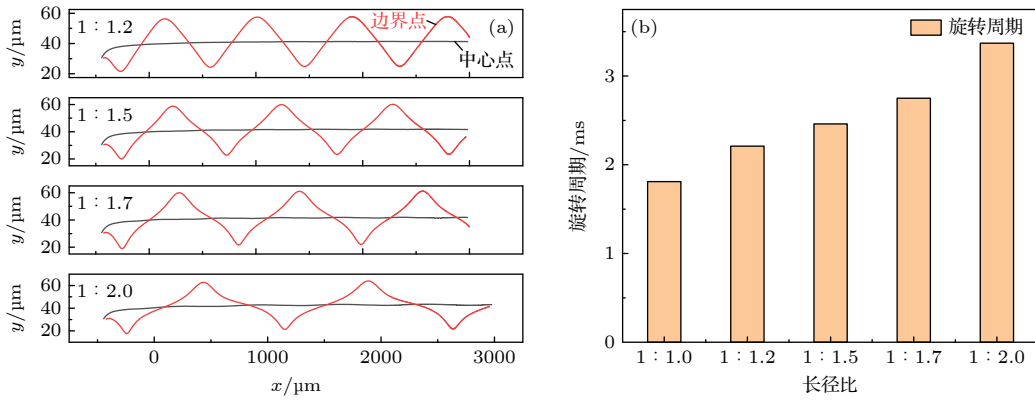


图 15 不同长径比胶囊的迁移及自旋 (a) 迁移及自旋轨迹; (b) 自旋周期

Fig. 15. Migration and spin of capsules with different aspect ratios: (a) Migration and spin trajectories; (b) period of spin.

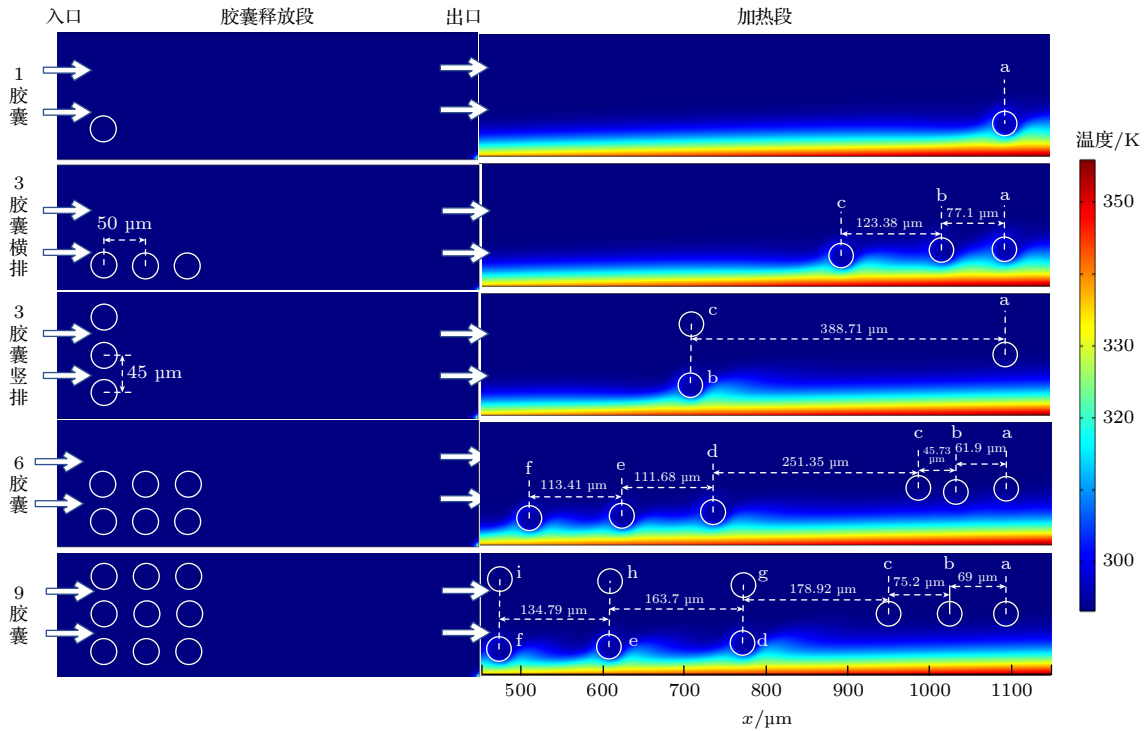
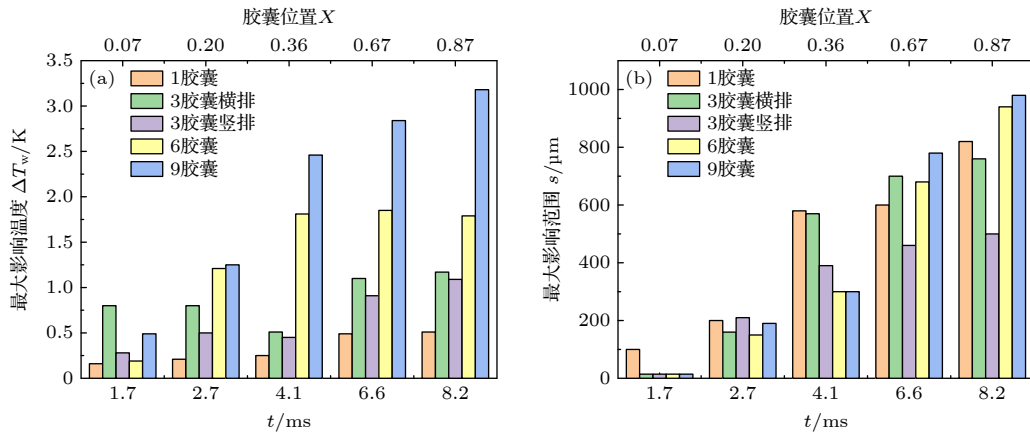


图 16 不同数量胶囊初始位置及在 4.1 ms 时的分布

Fig. 16. Initial location and distribution in 4.1 ms of multiple microcapsules.

图 17 多胶囊的最大影响温度  $\Delta T_w$  (a) 和影响范围  $s$  (b)Fig. 17. Maximum influenced of  $\Delta T_w$  (a) and maximum influenced length  $s$  (b) for multicapsules.

根据前面研究,多胶囊时胶囊的影响区域存在相互叠加;为了分析胶囊影响区域相互叠加带来的影响,图 16 给出了多胶囊在 4.1 ms 时的温度云图.可以发现,上游胶囊对下游胶囊存在明显的影响.如 3 颗胶囊横排时,胶囊间距逐步拉大,前两颗间距为 77.1  $\mu\text{m}$ ,后两颗间距为 123.38  $\mu\text{m}$ ,后面两个胶囊均在单胶囊在 4.1 ms 时的影响范围 580  $\mu\text{m}$  内;在多颗粒的共同作用下,3 胶囊横排的壁面温升抑制效果出现随胶囊迁移呈先降低后增加的趋势,如图 17(a) 所示.另外,当胶囊数增加到 6 和 9 颗时,壁面温升抑制效果又维持随着胶囊迁移逐步变好的趋势;多胶囊的最大壁面温升抑制效果优于单个胶囊,3 颗胶囊横排优于 3 颗胶囊竖排;当布置的胶囊全部进入加热区后 (2.7 ms 及之后),最大抑制效果随胶囊数逐步增加.从图 17(b) 可以发现,胶囊数量对壁面温升的抑制范围在不同时刻呈现不同的变化趋势.这是因为除胶囊自身运动的影响外,胶囊存在还改变当地流体流量.在通道下游,6 和 9 颗胶囊的壁面温升抑制范围是优于单颗粒的情况.

## 4 结论

本文采用 ALE 方法建立直接计算流固双向耦合流动传热模型,研究了相变胶囊对液冷微通道壁面温升的抑制特性.对比了相变胶囊与普通颗粒对壁面温升抑制的差异,探究了胶囊位置、胶囊形状及胶囊数量对壁面温升抑制效果的影响机理.研究的主要结论包括以下 3 点. 1) 相变胶囊在通道中会受到剪切作用力发生迁移及自旋,迁移及自旋导

致它们对壁面温升起抑制作用,抑制作用主要发生在颗粒的上游且距离通道入口越远抑制效果越好,胶囊相变吸热提升了壁面温升抑制效果. 2) 随着  $Re$  的增加,胶囊的迁移距离逐渐增加,胶囊的自旋周期逐渐减小,  $Re$  增加导致流体对流换热增强,导致胶囊带来的壁面温升抑制效果减弱;圆形胶囊相较椭圆形胶囊自旋运动更加快,随着距壁面距离缩小而加强,因此近壁面的圆形胶囊对壁面温升的抑制效果更优. 3) 随着相变胶囊数量的增加,对壁面温升的最大抑制效果加强;胶囊的排列也会影响胶囊对壁面温升的抑制效果.本文针对相变胶囊悬浮液的流固流动传热开展研究工作,为相变悬浮液的设计及应用提供了一定的指导.后续可以采用三维模型考虑颗粒的相互作用进行研究,使得研究过程更接近实际应用场景,以增加解决工程问题的方法和途径.

## 参考文献

- [1] Zhang Y, Ding B, Zhao D Y, Zhao S, Gong L 2023 *Int. J. Heat Mass Transf.* **201** 123566
- [2] Xiu L 2019 *IEEE Solid-State Circuits Magazine* **11** 39
- [3] Zhang Q, Deng K, Wilkens L, Reith H, Nielsch K 2022 *Nat. Electron.* **5** 333
- [4] Ding B, Feng W C, Fang J, Li S Z, Gong L 2022 *Int. J. Heat Mass Transf.* **184** 122272
- [5] Ding B, Feng W C, Mu M F, Gong L, Li L 2023 *Int. J. Heat Mass Transf.* **203** 123773
- [6] Huang H J, Qian J Y, Wei T 2022 *J. Chin. Acad. Electron. Sci.* **17** 842 (in Chinese) [黄豪杰, 钱吉裕, 魏涛 2022 中国电子科学研究院学报 **17** 842]
- [7] Vinoth R, Sachuthanathan B 2021 *Int. Commun. Heat Mass Transf.* **123** 105194
- [8] Hou T, Chen Y 2020 *Chem. Eng. Process* **153** 107931
- [9] Zhang F, Wu B, Du B 2022 *Int. J. Therm. Sci.* **172** 107357

- [10] Alnaimat F, Varghese D, Mathew B 2022 *Int. J. Thermo. fluids* **16** 100213
- [11] Roumpea E, Kovalchuk N M, Chinaud M, Nowak E, Simmons M J H, Angeli P 2019 *Chem. Eng. Sci.* **195** 507
- [12] Liang C P, Ture F, Dai Y J, Wang R Z, Ge T S 2021 *Energy Build.* **231** 110622
- [13] Chen Z, Qian P, Huang Z, Zhang W, Liu M 2023 *Int. J. Therm. Sci.* **183** 107840
- [14] Sarafraz M M, Arjomandi M 2018 *Appl. Therm. Eng.* **137** 700
- [15] Martínez V A, Vasco D A, García-Herrera C M, Ortega-Aguilera R 2019 *Appl. Therm. Eng.* **161** 114130
- [16] Liu Z M, Sun Q C, Song S X, Shi Q P 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 034702 (in Chinese) [刘中森, 孙其诚, 宋世雄, 史庆藩 2014 物理学报 **63** 034702]
- [17] Hetsroni G, Mosyak A, Pogrebnyak E 2002 *Int. J. Multiph. Flow* **28** 1873
- [18] Hashemi Z, Abouali O, Kamali R 2013 *Int. J. Heat Mass Transf.* **65** 235
- [19] Liu C, Tang S, Dong Y 2017 *Appl. Math Mech. Engl.* **38** 1149
- [20] Duan Z Y, Zhao Y H, Xu Z 2021 *Chin. J. Theor. Appl. Mech.* **53** 2656 (in Chinese) [段总样, 赵云华, 徐璋 2021 力学学报 **53** 2656]
- [21] Zhao W W 2019 *M. S. Thesis* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [赵维维 2019 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工业大学)]
- [22] Cui Z W, Wang Z, Jiang X Y, Zhao L H 2022 *Adv. Mech.* **52** 623 (in Chinese) [崔智文, 王泽, 蒋新宇, 赵立豪 2022 力学进展 **52** 623]
- [23] Rao Y, Dammel F, Stephan P, Lin G 2007 *Heat Mass Transf.* **44** 175
- [24] Yang J, Wang Y 2020 *Agric. Equip. Veh. Eng.* **58** 141 (in Chinese) [杨杰, 王艳 2020 农业装备与车辆工程 **58** 141]

## Numerical simulation of inhibition characteristics of wall temperature rise of phase change microcapsule in liquid-cooled microchannel\*

Guo Yi-Feng    Wang Zhi-Bin<sup>†</sup>    Jia Li-Si    Mo Song-Ping    Chen Ying

(Guangdong Provincial Key Laboratory of Functional Soft Condensed Matter, School of Materials

and Energy, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510006, China)

( Received 16 December 2022; revised manuscript received 7 March 2023 )

### Abstract

Phase change microcapsule suspension is a new type of heat-storage and heat-transfer functional fluid. Owing to the lack of understanding of flow-solid interaction, there exists a difference in research result of the heat transfer performance of suspension fluid. Therefore, the arbitrary Lagrangian-Euler method is used to simulate the flow-solid transfer characteristics of phase-change microcapsules in the liquid-cooled microchannel. Furthermore, the comparison of heat-transfer between particle and phase-change capsules is conducted. The influences of the position, shape, and number of capsules on the inhibition of the wall temperature rise are investigated. The results show that the wall-temperature-rise inhibition mainly occurs in the upstream area of the capsules. The phase change of capsules can reduce the wall temperature rise. On the other hand, the spin movement is faster when the capsule is closer to the wall, and the heat transfer is enhanced. As a result, the inhibitory effect on the wall temperature rise becomes stronger, especially near the heating surface. The circular capsules spin movement is faster and the inhibition performance is better than the ellipse. With the capsules number increasing, the wall temperature inhibition effect also gradually strengthens.

**Keywords:** phase change microcapsule, microchannel liquid cooling, fluid-particle interaction, wall-temperature inhibition

**PACS:** 65.80.-g, 47.57.Gc, 81.70.Pg, 61.85.+p

**DOI:** 10.7498/aps.72.20222400

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. U20A201020) and the Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 2019A1515012119).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: wangzhibin@gdut.edu.cn

## 液冷微通道内相变微胶囊的壁面温升抑制特性数值模拟

郭义丰 王智彬 贾莉斯 莫松平 陈颖

### Numerical simulation of inhibition characteristics of wall temperature rise of phase change microcapsule in liquid-cooled microchannel

Guo Yi-Feng Wang Zhi-Bin Jia Li-Si Mo Song-Ping Chen Ying

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 106501 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222400

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222400>

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

#### 尺寸效应对微通道内固液界面温度边界的影响

Size effect on boundary condition at solid-liquid interface in microchannel

物理学报. 2019, 68(2): 020201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181876>

#### 液氮滴撞击壁面相变行为的数值研究

Numerical study on phase change behavior of liquid nitrogen droplets impinging on solid surface

物理学报. 2019, 68(24): 244401 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190945>

#### 方腔内电场强化固液相变传热

Numerical investigation of electrohydrodynamic solid-liquid phase change in square enclosure

物理学报. 2021, 70(14): 149101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202127>

#### 锂电池叉流通道液冷结构设计及散热特性分析

Liquid-cooled structure design and heat dissipation characteristics analysis of cross-flow channels for lithium batteries

物理学报. 2022, 71(18): 184702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220212>

#### 复杂微通道内气泡在浮力作用下上升行为的格子Boltzmann方法模拟

Lattice Boltzmann simulations of rising bubble driven by buoyancy in a complex microchannel

物理学报. 2018, 67(23): 234701 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181311>

#### 小液滴撞击壁面传热特性数值分析

Numerical analysis of heat transfer characteristics of small droplets impacting on wall

物理学报. 2021, 70(7): 074402 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201354>