

无重力条件下毛细相变流体回路的稳定性研究*

涂正凯 刘伟** 黄素逸 刘志春

华中科技大学能源与动力工程学院, 武汉 430074

摘要 利用 Lucas-Washburn 方程对毛细管液柱内液体的受力情况进行分析, 获得了无重力条件下相变毛细管中流体上升高度与毛细管半径以及热流密度的关系式, 并用此关系式分析了相变流体回路中回路压降与毛细芯界面高度位置的关系, 同时, 利用小扰动理论对影响界面高度的参数进行了分析研究, 指出毛细相变回路广泛用于航天电子器件散热的原因是其一般在过阻尼状态下工作, 具有极强的抗扰动能力. 当工作热流一定时, 为了提高系统的稳定性能, 应采用毛细半径较小的毛细芯. 文中导出的毛细提升系数和影响界面高稳定性的因素, 对毛细泵流体回路(CPL)、回路热管(LHP)和毛细芯热管(CHP)系统的设计和工作流体的选择提供了一定的理论依据.

关键词 无重力 毛细 相变回路 稳定性

毛细相变流体回路: 毛细泵流体回路(capillary pumped loop: CPL)、回路热管(loop heat pipe: LHP)是一种利用工质相变的传热装置, 由于其良好的控温性能, 因此, 已广泛应用于卫星等航天器的热控系统. 然而, 由于实际系统的运行工况或热负荷经常会发生变化, 气液相变界面往往会向毛细芯内部移动, 而且, 当蒸发段的热流过大时, 毛细界面甚至会穿透毛细芯, 从而导致毛细芯内的液体干涸, 使系统发生崩溃, 因此, 保持蒸发段毛细芯中气液界面的稳定, 对于系统的运行十分重要^[1]. 目前, 国内外学者对毛细相变界面的研究^[2,3]主要是通过相平衡理论来研究界面的热力学行为, 很少考虑毛细芯的高度对系统抽吸力和系统稳定性的影响, 而一些实验研究主要是在重力条件下进行^[4-6], 本文主要根据 Lucas-Washburn 方程, 根据毛细提升高度的变化来判定气液界面的位置, 导出影响气液界面稳定性的主要因素和提高系统稳定性的方法.

动, 建立了提升液体的力平衡方程. 在方程中他们考虑了毛细力、重力、粘性力和惯性等(见图 1). 图中重力项 $F_g = \rho g \pi r^2 s$, 毛细力 $F_c = 2\pi r \sigma$, 粘性力 $F_v = 8\pi \mu s u$, F_a 和 F_b 分别为液柱上下表面的绝对压力, 根据 Lucas-Washburn 动量方程有:

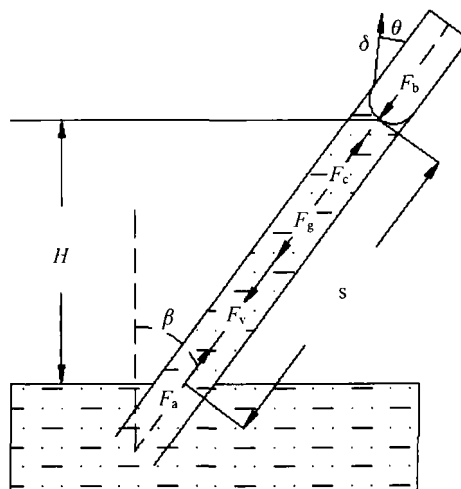


图1 毛细管内液柱的作用力示意图

1 数学模型

Lucas^[7]和 Washburn^[8]根据提升液体的宏观运

2009-03-19 收稿, 2009-05-31 收修改稿

* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 50876035)

** 通信作者, E-mail: w_liu@hust.edu.cn

$$F_c \cos \theta + F_a - F_b - F_g \cos \beta - F_v = \frac{d(mu)}{dt} = \frac{d(\rho \pi r^2 su)}{dt} \quad (1)$$

式中, θ 为液体接触角, u 为液柱中液体运动的速度, t 为时间, ρ 为液体的密度, μ 为液体的动力学粘性系数. 粘性力 $F_v = \tau \pi D s = \frac{\lambda}{8} \rho u^2 \cdot \pi D s$, 而在层

流时, $\lambda = \frac{64}{Re} = \frac{64}{\frac{uD}{\nu}}$, 故 $F_v = 8\pi \rho \nu s u = 8\pi \mu s u$, 其中,

τ 为粘性切应力, D 为毛细液柱直径, s 为毛细液柱的长度, ν 为液体的运动粘性系数. 整理(1)式, 并考虑相变产生的蒸气反作用力对界面毛细行为的影响^[9]有:

$$\frac{2\sigma \cos \theta}{r} - \rho g s \cos \beta - \Delta P - \frac{m^2}{\rho_v} - \frac{8\mu}{r^2} su = \frac{\rho d(su)}{dt} \quad (2)$$

式中, σ 为表面张力系数, $\Delta P = \frac{F_b - F_a}{\pi r^2}$ 为液柱两端的压差, m 为流体的质量流量.

界面的连续性方程为:

$$\rho \left(u - \frac{ds}{dt} \right) = \rho_v \left(u_v - \frac{ds}{dt} \right) = m \quad (3)$$

式中, v 代表蒸气, $\frac{ds}{dt}$ 是界面运动的速度, 也即是液柱整体运动的瞬时速度.

由(3)式可得:

$$u = \frac{m}{\rho} + \frac{ds}{dt} \quad (4)$$

将(4)式代入(2)式得到^[10]:

$$\frac{2\sigma \cos \theta}{r} - \rho g s \cos \beta - \Delta P - \frac{m^2}{\rho_v} - \frac{8\mu}{r^2} s \left(\frac{m}{\rho} + \frac{ds}{dt} \right) = \frac{\rho}{dt} d \left(s \frac{m}{\rho} + s \frac{ds}{dt} \right) \quad (5)$$

若液体完全润湿($\theta=0$), 系统无重力, 且达到稳定时, 上式可写成:

$$\frac{2\sigma}{r} - \Delta P - \frac{m^2}{\rho_v} - \frac{8\mu}{r^2} s = 0 \quad (6)$$

(6)式说明, 毛细力不仅要克服系统的压差和蒸气反冲力, 还要克服由于流体的粘性引起的粘性力, 其中相变质量为: $m = \frac{q}{h_{lg}}$. 若 $\Delta P=0$, (6)式变为:

$$s = \frac{\frac{2\sigma}{r} - \frac{q^2}{h_{lg}^2 \rho_v}}{\frac{8\mu q}{r^2 \rho h_{lg}}} = \frac{\rho h_{lg} \sigma}{4\mu} \cdot \frac{r}{q} - \frac{\rho}{8\mu \rho_v h_{lg}} \cdot q r^2 \quad (7)$$

式中: q 为热流密度; h_{lg} 为相变潜热; $\frac{\rho h_{lg} \sigma}{4\mu}$ 仅与流体的物性有关, 可以定义为毛细提升系数, 表示流体的毛细提升能力. 由于 $\Delta P=0$, 可将此时的毛细抽吸高度 s 称为存在蒸气反冲力时的最大提升高度 s_{max} .

表1 不同流体在 37℃ 时的物性^[11]

流体	$\rho / (10^2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3})$	$\mu / (10^{-4} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	$\sigma / (10^{-2} \text{ N} \cdot \text{m}^{-1})$	$h_{lg} / (10^6 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1})$
甲醇	7.78	4.80	2.11	1.14
氨	5.80	1.19	1.80	1.11
水	9.93	6.98	7.01	2.41
丙酮	7.70	2.75	2.14	0.538

图2给出了四种不同流体在 37℃ 下的最大提升高度, 流体的物性参数见表1. 可以看出, 当毛细半径一定时, 最大毛细提升高度随着热流密度的增大而减小; 在低热流密度的情况下, 曲线的变化率较大, 此时热流密度对最大提升高度的影响较大, 在高热流密度时比较平缓, 此时热流密度对最大提升高度的影响并不明显; 水的毛细提升高度最大, 氨次之, 甲醇和丙酮的最大毛细提升高度几乎相同, 主要是因为水有较大的毛细提升系数, 所以在非重力条件下, 水是良好的毛细流体. 文献[12]中的空间飞行实验数据表明在微重力条件下, 毛细提升高度随着时间的增加而不断增大, 在时间足够长的情况下, 其最大毛细提升高度将趋于无穷大. 因此, 图2(b)所示的稳定毛细提升高度往往要很长的时间才能达到.

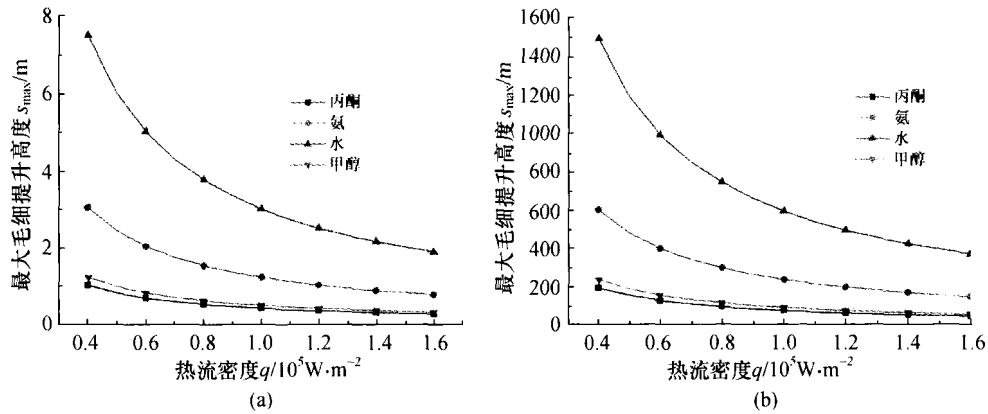


图2 不同热流密度下的最大毛细提升高度

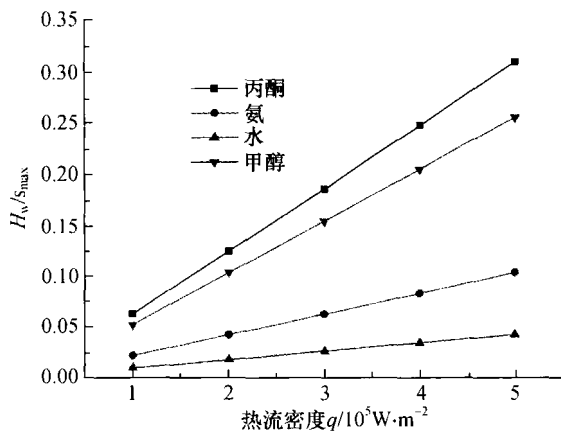
(a) 毛细半径 $r=5 \times 10^{-6}$ m; (b) 毛细半径 $r=1 \times 10^{-3}$ m

由于蒸发相变只发生在毛细芯表面的孔隙中, 则多孔毛细柱的等效热流密度为:

$$q = \frac{q_{\text{heat}} A_{\text{total}}}{A_{\text{pore}}} = q_{\text{heat}} \cdot \frac{A_{\text{total}}/A_{\text{wick}}}{A_{\text{pore}}/A_{\text{wick}}} = q_{\text{heat}} \cdot \frac{\varphi_s}{\varphi} \quad (8)$$

式中, q_{heat} 为蒸发器表面的加热热流密度, A_{total} 为蒸发器有效加热面积, A_{wick} 为毛细芯的表面横截面积, A_{pore} 为毛细芯表面的有效多孔面积, φ_s 表示蒸发器的有效加热面积与毛细芯表面横截面积的比值, 而 Khrustalev 和 Faghri^[13] 将 φ 定义为毛细芯的表面孔隙率, 一般认为它近似等于毛细芯的体孔隙率, 因此, 在高加热热流密度的情况下, 多孔毛细柱内将有更高的热流密度。

图3给出了不同工质毛细芯高度与最大提升高度的比值随热流密度变化图。从图中可以看出, 毛细芯

图3 毛细芯高度 ($H_w=0.005$ m) 在最大提升高度中的比例

高度在最大提升高度中所占的比例随着热流密度的提高而增大。当热流密度为 $q=5 \times 10^5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$ 、系统工质为丙酮时, 其比例达到 32% 左右, 甲醇对应的比例为 25% 左右; 而氨只有 7% 左右, 水最小, 只有 2% 左右, 因此, 水是良好的工作流体, 但实际系统中多用甲醇作为工质, 主要原因是水的工作温度过高, 而氨的饱和工作压力过大, 而丙酮的气化潜热过小, 因此, 在这种情况下, 毛细芯的高度对系统的影响不能忽略。

2 毛细相变流体回路中毛细高上升界面的稳定性

以 LHP 系统为例, 为了简化推导, 将 LHP 的毛细芯视为无数均匀分布的毛细管束, 系统的简化示意图如图 4, 其中, 毛细芯的高度为 H_w , 毛细提升高度为 s , 毛细管的半径为 r 。在 LHP 系统中, 由于毛细液柱上下压差 ΔP 的存在, 毛细弯液面将自动调整毛细半径以实现系统的正常运行。而实际系统中, 为了提高系统性能, 毛细芯多采用烧结芯, 其最小毛细半径数量级已达到 10^{-6} m, 此时蒸气反冲力的影响可以忽略, (5) 式可写为:

$$\frac{2\sigma}{r_e} - \Delta P - \frac{8\mu \dot{m}}{r_e^2 \rho} s - \frac{8\mu}{r_e^2} s \frac{ds}{dt} = \frac{\rho}{dt} d \left(s \frac{\dot{m}}{\rho} + s \frac{ds}{dt} \right) \quad (9)$$

式中, r_e 为毛细弯液面的实际半径, 在系统达到稳定时 (6) 式可写为:

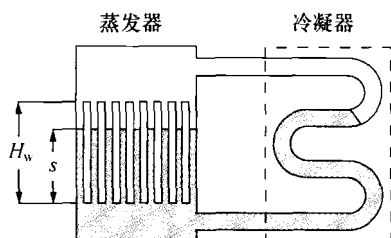


图 4 简化后 LHP 系统示意

$$\frac{2\sigma}{r} - \Delta P - \frac{8\mu\dot{h}}{r^2\rho}s = 0 \quad (10)$$

因此有：

$$s = \frac{\frac{2\sigma}{r} - \Delta P}{\frac{8\mu\dot{h}}{r^2\rho}} = s_{\max} - \gamma \cdot \Delta P \quad (11)$$

$$\text{式中, } s_{\max} = \frac{\frac{2\sigma}{r}}{\frac{8\mu\dot{h}}{r^2\rho}} = \frac{\rho h_{lg}\sigma}{4\mu} \cdot \frac{r}{q}, \gamma = \frac{\rho h_{lg}}{8\mu} \cdot \frac{r^2}{q}.$$

由于 $\frac{\rho h_{lg}\sigma}{4\mu}$ 为毛细提升系数，可以作为系统工质的选择依据。图 2 所示，工质水之所以具有更大的毛细提升高度，是因为与其他三种工质相比，它有较大的毛细提升系数。

实际系统中， ΔP 可用系统蒸气管路和液体管路的压力降之和来表示，其大小可以根据流体流动的关系式计算出来。根据(11)式，系统的毛细提升高度与压力降的关系可由图 5 表示。

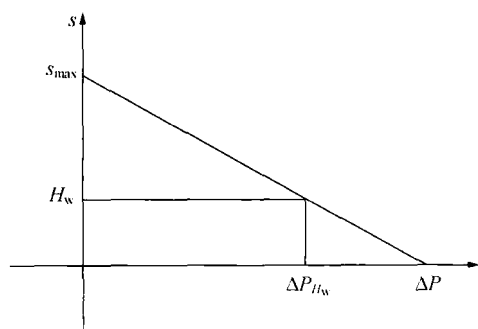


图 5 毛细提升高度与压降关系示意图

由上分析可知，当毛细提升高度 $s \geq H_w$ 时，LHP 中汽液蒸发面仍然在毛细芯顶部。当 $s < H_w$

时，气液蒸发面开始进入毛细芯内部，考虑到实际毛细芯结构的复杂性，此时很可能会导致毛细抽力不够，致使系统运行失败。故可将此时的压力降

$$\Delta P_{H_w} = \frac{s_{\max} - H_w}{\gamma}$$

作为系统能否正常运行的判据。

当系统稳定时， $s = H_w$ ，其中， H_w 为平衡位置。若系统发生了一个小扰动，则

$$s = H_w \pm \epsilon H_w \quad (0 < \epsilon \ll 1) \quad (12)$$

当发生不同程度的扰动时， ϵ 值不同，气液相变界面的位置也随之改变。将(12)式代入(9)式，且根据 Ramon 的模型^[7]有：

$$\epsilon''(t) + \alpha\epsilon'(t) + \beta\epsilon(t) = 0 \quad (13)$$

式中， ϵ' 和 ϵ'' 分别为扰动量随时间的一阶和二阶导数， $\alpha = \frac{u_0}{H_w} + \frac{8\mu}{\rho r^2}$ ， $\beta = \frac{u_0}{H_w} \frac{8\mu}{\rho r^2}$ ， u_0 为稳定时的液体流动速度。(13)式是一个标准的阻尼振动方程，其判别式为 $\Delta = \alpha^2 - 4\beta = \left(\frac{u_0}{H_w} - \frac{8\mu}{\rho r^2}\right)^2 \geq 0$ ，即系统处于过阻尼状态($\Delta > 0$)或临界阻尼状态($\Delta = 0$)。

当 $\Delta > 0$ ，即 $\frac{u_0}{H_w} \neq \frac{8\mu}{\rho r^2}$ 时，系统处于过阻尼状态，对于任意一个小扰动，界面高度位置的变化既不是周期的，也不是往复的，而是随着时间的单调减小逐渐趋近于零。根据初始条件有： $t = 0$ ， $\epsilon = \epsilon_0$ ， $\epsilon' = 0$ ， $\epsilon_0 H_w$ 为开始所给小扰动偏离平衡位置的距离，此时，(13)式的解析解为：

$$\epsilon = \frac{\epsilon_0}{1 - \frac{8\mu}{\rho r^2} \frac{u_0}{H_w}} \exp\left(-\frac{8\mu}{\rho r^2} t\right) + \frac{\epsilon_0}{1 - \frac{u_0}{H_w} \frac{8\mu}{\rho r^2}} \exp\left(-\frac{u_0}{H_w} t\right) \quad (14)$$

图 5 给出了过阻尼状态下，对于相同的小扰动值，工质水在不同毛细半径下的扰动随时间的衰减曲线。由图 6 可见，扰动随着时间的增大不断地衰减，且能较快地衰减到接近平衡位置，但是，要经过无限长的时间才能回到平衡位置。此时，系统可视为准平衡状态，其抗干扰能力较差，一旦有新的

扰动产生,系统立即对新的扰动作出响应,产生新的衰减变化.从图6中还可以看出,当系统的工作热流一定时,毛细半径的变化对系统恢复到平衡位置能力的影响不大,因此,为了提高系统的运行性能,应采用毛细半径较小的多孔材料.

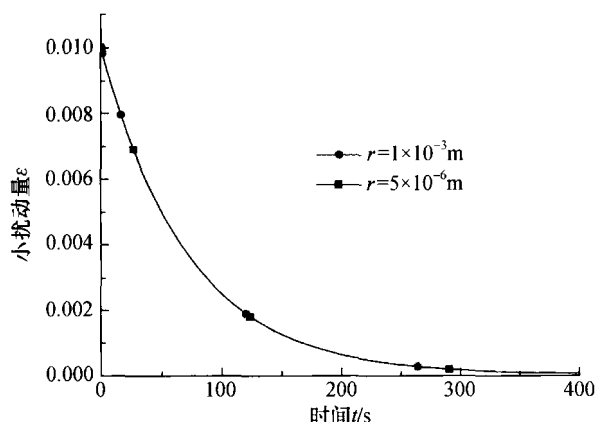


图6 过阻尼状态下,小扰动衰减随时间的变化曲线(工质:水)
 $q=1 \times 10^5 \text{ W}$, $H_w=0.003 \text{ m}$

图7给出了过阻尼状态下,对于相同的小扰动,不同流体的扰动衰减随时间的变化图.由图6可以看出,在给定热流情况下,对于相同的扰动,水衰减得最慢,回到接近平衡位置所用的时间最长,甲醇和氨相近,而丙酮衰减得最快,所用时间最短,其主要原因是因为水的汽化潜热最大,甲醇和氨相近,而丙酮最小.因此,对于系统稳定性要求不高的场合,应尽可能采用汽化潜热较大的工作流体,以达到较高的热流密度的散热要求,而对于系统稳定性要求较高的场合,应采用汽化潜热较小的工作流体,以减小系统的不稳定性.

当 $\Delta=0$, 即 $\frac{u_0}{H_w} = \frac{8\mu}{\rho r^2}$ 时,系统处于临界阻尼状态,对于任意一个小扰动,界面将以最快的速度回到平衡位置,而又刚好不能做往复运动.此时,(13)式的解析解为:

$$\epsilon = \epsilon_0 \left(1 + \frac{u_0}{H_w} t \right) \exp \left(-\frac{u_0}{H_w} t \right) \quad (15)$$

或者:

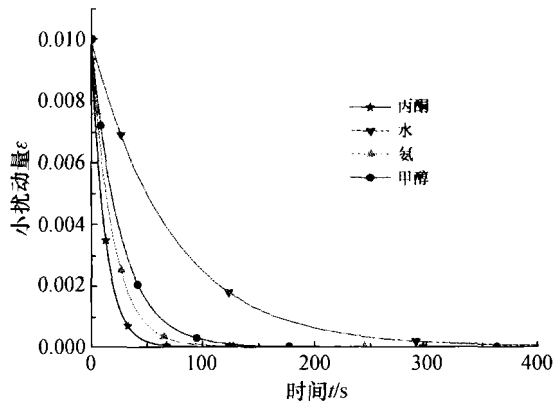


图7 过阻尼状态下,对于相同的小扰动,不同流体的扰动衰减随时间的变化曲线
 $q=1.0 \times 10^5 \text{ W}$, $r=5 \times 10^{-6} \text{ m}$, $H_w=0.003 \text{ m}$

$$\epsilon = \epsilon_0 \left(1 + \frac{8\mu}{\rho r^2} t \right) \exp \left(-\frac{8\mu}{\rho r^2} t \right) \quad (16)$$

图8给出了在临界阻尼状态下,不同流体的临界毛细半径随热流密度的变化曲线.从图中可以看出,各流体的临界半径都随热流的增大而减小;对于相同的热流,水的临界半径最大,甲醇和氨次之,丙酮最小,主要是因为丙酮有最小的气化潜热.

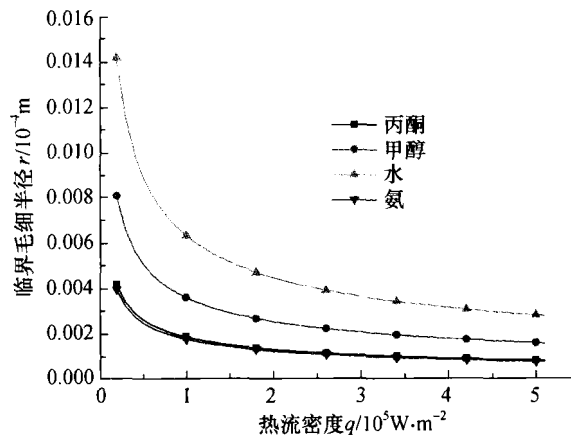


图8 临界阻尼状态下,不同流体临界毛细半径随热流密度变化曲线
($H_w=0.003 \text{ m}$)

图9给出了对于相同的小扰动,工质水在临界阻尼和过阻尼状态下的扰动变化随时间的衰减曲线.可以看出,对于任意小扰动,在临界状态下,系统将瞬间回到平衡位置,此时的系统可以看做是

稳定的平衡状态, 系统抗扰动能力极强, 但是此时的临界热流异常大, 所以实际的 LHP 系统多在过阻尼状态下工作, 为了提高系统的稳定性, 应该选用毛细半径较小的毛细芯. 同时, 由图 6 和图 7 可以看出, 相对于平衡高度达 1% 的小扰动, 系统恢复到准平衡位置的时间为 2 min 左右, 虽然没有达到临界阻尼状态, 但是系统已经显示出了极强的抗扰动能力, 这是毛细相变流体回路之所以有良好的温控性能和均温性, 广泛用于航天器件散热的本质原因.

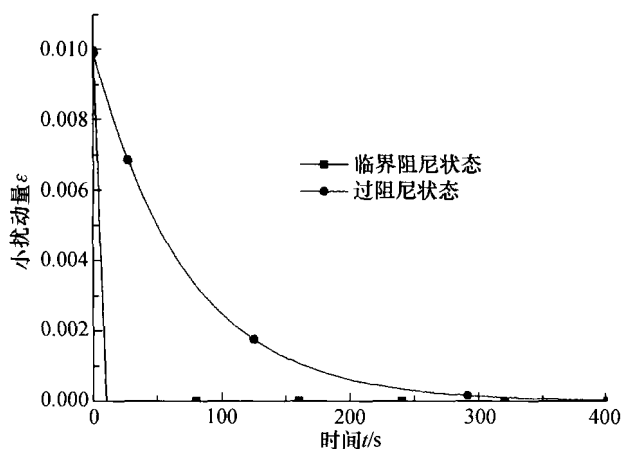


图9 临界阻尼和过阻尼状态下的扰动变化随时间的衰减曲线(工质: 水)

过阻尼状态: $q=1.0 \times 10^5 \text{ W}$, $r=5 \times 10^{-6} \text{ m}$
 临界阻尼状态: $r=5 \times 10^{-6} \text{ m}$, $H_w=0.003 \text{ m}$

3 结论

本文通过分析无重力条件下相变毛细管中液体上升高度与毛细半径以及热流密度的关系, 得出如下结论:

(1) 流体的最大提升高度不仅与毛细半径和热流密度有关, 而且还与液体的表面张力系数、密度、粘性系数以及气化潜热等物性参数有关.

(2) 毛细相变回路系统多在过阻尼状态下工作, 系统有极强的抗扰动能力. 在系统工作热流一定时, 应该尽可能选用毛细半径较小的毛细芯, 以

提高系统的稳定性.

(3) 导出的毛细提升系数以及界面稳定性判据, 可为毛细泵流体回路(CPL)、回路热管(LHP)和毛细芯热管(CHP)的工作流体选择和系统设计提供一定的理论依据.

参 考 文 献

- 1 Bazzo E, Riehl RR. Operation characteristics of a small-scale capillary pumped loop. *Applied Thermal Engineering*, 2003, 23(6): 687—705
- 2 Zhang JT, Wang BX. Effect of capillarity at liquid-vapor interface on phase change without surfactant. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 2002, 44(13): 2689—2694
- 3 童均耕, 吴孟余, 王平阳. 高等工程热力学. 北京: 科学出版社, 2006
- 4 Vershinin SV, Maydanik YF. Investigation of pulsations of the operating temperature in a miniature loop heat pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2007, 50(25—26): 5232—5240
- 5 Singh R, Akbarzadeh A, Mochizuki M. Operational characteristics of a miniature loop heat pipe with flat evaporator. *International Journal of Thermal Sciences*, 2008, 47(11): 1504—1515
- 6 Chen YM, Groll M, Mertz R, et al. Steady-state and transient performance of a miniature loop heat pipe. *International Journal of Thermal Sciences*, 2006, 45(11): 1084—1090
- 7 Lucas R. Ueber das zeitgesetz des kapillaren aufstiegs von flüssigkeiten. *Kolloid-Z*, 1918, 23: 15—22
- 8 Washburn EW. The dynamics of capillary flow. *Physical Review*, 1921, 17(3): 273—283
- 9 Hickman K. Torpid phenomena and pump oils. *Journal of Vacuum Science and Technology*, 1972, 9(2): 960—978
- 10 Ramon G, Oron A. Capillary rise of a meniscus with phase change. *Journal of Colloid and Interface Science*, 2008, 327: 145—151
- 11 李亭寒, 华诚生. 热管设计与应用, 北京: 化学工业出版社, 1987, 331—340
- 12 Siegel R. Transient capillary rise in reduced and zero-gravity fields. *Journal of Applied Mechanics*, 1961, 28(2): 165—170
- 13 Khrustalev D, Faghri A. Heat transfer in the inverted meniscus type evaporator at high heat fluxes. *International Journal of Heat Mass Transfer*, 1995, 38(16): 3091—3101