

竖直管道内闪蒸界面传播现象的数值研究¹⁾乐述文 杜王芳²⁾ 李 凯 赵建福

(中国科学院力学研究所微重力重点实验室, 北京 100190)

(中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049)

摘要 闪蒸界面传播是一种特殊的闪蒸现象, 广泛存在于航天器真空环境下的排液过程中. 闪蒸界面传播规律的深入研究是完善闪蒸机制, 预测真空排液过程, 提升航天活动可控性、安全性的重要前提. 闪蒸界面传播现象研究目前主要依赖于实验观测, 缺乏适合的数值方法. 为了避免跨尺度模拟带来的庞大计算量, 文章对计算域进行分区, 在各分区内建立面密度模型, 实现了单一工况下的闪蒸界面传播二维数值模拟. 在此基础上, 还提出闪蒸界面面密度的气相 Weber 数修正模型. 该模型对不同温度压力条件下的界面微观形态特征进行代数表征, 从而令数值模拟能够计算预测不同温度和压力工况条件下的闪蒸界面传播表观速度. 最后, 模拟了相同出口压力、不同名义过热度条件下的闪蒸界面传播现象, 以及相同名义过热度、不同出口压力条件下的传播现象. 计算结果表明, 当出口压力恒定时, 闪蒸界面处的真实过热度以及界面传播表观速度都随名义过热度的增加而增加. 且在过热度较小时, 真实过热度以及名义过热度都与闪蒸界面传播表观速度之间近似呈线性关系. 当名义过热度恒定时, 闪蒸界面传播表观速度会随出口压力的增加而增加.

关键词 闪蒸, 界面, 界面面密度, 传播速度, 过热度

中图分类号: O359+.1, V211.1+7 文献标识码: A doi: 10.6052/0459-1879-23-115

NUMERICAL STUDY ON FLASHING FRONT PROPAGATION PHENOMENON IN VERTICAL TUBE¹⁾Yue Shuwen Du Wangfang²⁾ Li Kai Zhao Jianfu

(CAS Key Laboratory of Microgravity, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract The flashing front propagation phenomenon is a special kind of flashing phenomenon, which widely exists in the liquid discharge process of spacecraft in vacuum environment. The in-depth study of flashing front propagation is an important prerequisite for improving the research of flashing mechanism, predicting the liquid discharge process in vacuum, and promoting the controllability and safety of space activities. At present, the study of flashing front propagation phenomenon relies on experimental observation and lacks practical numerical methods. In order to avoid the huge amount of calculation brought by the cross-scale simulation, the calculation domain is divided into different regions, and an interfacial area concentration model is established in each region, thus realizing the two-dimensional numerical simulation of flashing front propagation under a single working condition. On this basis, this paper also proposes a modified gas-phase Weber number model for flashing front interfacial area concentration. This model characterizes the

2023-03-30 收稿, 2023-06-09 录用, 2023-06-10 网络版发表.

1) 国家重点研发计划 (2022YFF0503502) 和国家自然科学基金 (11802314) 资助项目.

2) 通讯作者: 杜王芳, 副研究员, 主要研究方向为微重力多相热流体动力学与空间应用技术基础研究. E-mail: duwangfang@imech.ac.cn

引用格式: 乐述文, 杜王芳, 李凯, 赵建福. 竖直管道内闪蒸界面传播现象的数值研究. 力学学报, 2023, 55(8): 1627-1636

Yue Shuwen, Du Wangfang, Li Kai, Zhao Jianfu. Numerical study on flashing front propagation phenomenon in vertical tube. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2023, 55(8): 1627-1636

micromorphology of the interface under different temperature and pressure conditions, so that the numerical simulation can calculate and predict the superficial velocity of flashing front propagation under different temperature and pressure conditions. Finally, this paper simulates the cases under constant outlet pressure and different nominal superheat, and the cases under constant superheat and different outlet pressure. The results show that when the outlet pressure keeps constant, both the real superheat at flashing front and the superficial velocity of flashing front propagation increases with the increase of the nominal superheat. And under low superheat, both real superheat and nominal superheat are approximately linear with the superficial velocity of flashing front. For cases under constant nominal superheat, the superficial propagation velocity is positively correlated with the outlet pressure.

Key words flashing, interface, interfacial area density, propagation velocity, superheat

引言

闪蒸是一种由于系统压力快速降低导致液体整体过热,从而发生的剧烈液-气相变现象.其相关技术在海水淡化^[1]、燃油雾化^[2]和喷雾冷却^[3]等方面有着广泛的工程应用.在某些情形下,液体内部的相变被抑制,闪蒸主要发生在自由液面附近的局部区域,并逐渐向其它区域传播.这种闪蒸界面传播(flashing front propagation, FFP)现象是高温高压管道液体泄漏事故中的重要机制^[4-5],并会发生在航天器的常温液体排放过程中,显著影响管道内的压力温度分布以及排液时间^[6].例如嫦娥五号探测器在从月球返回前,需要先将热控工质从数十米长的细小管道内排出到月球的高真空环境,然后才能进行着陆器与返回器分离等后续活动.准确预估排液时间对探月计划的顺利执行十分重要.

Grolmes 等^[7]首次在实验中观测到了清晰的闪蒸界面传播现象.其对竖直管内的液体进行除气和骤然减压,观测到液柱顶端的气液界面会以一个相对稳定的速度自上而下地传播,并向液面上方喷射出气液混合物.之后, Das 等^[8]以水为工质进行了类似实验,发现闪蒸界面传播速度和名义过热度,以及管径的平方近似呈线性关系. Frost 等^[9]报导了发生在液滴表面上的小尺度 FFP 现象. Hill 等^[10]对 FFP 过程进行了高清摄影,观察到闪蒸界面上存在大量的气泡状微观结构,并对闪蒸界面传播的可能机制进行了探讨. Simões-Moreira 等^[11]基于实验中的温度压力数据,通过 Rayleigh 方程和 Rankine-Hugniot 方程对闪蒸界面传播速度进行了理论计算,计算值与实验测量值一致性良好. Hahne 等^[12]指出管道出口结构,甚至管道内壁的材质等也可能对 FFP 速度造成影响. Reinke 等^[13]实验研究了多种工

质从高温高压管道释放到大气压环境时的 FFP 现象,发现传播速度与液体名义过热度近似呈线性关系,与管道尺寸无明显关联. Kuznetsov 等^[14]测量分析了闪蒸下游的气液混合物的透光性,压力,以及温度的波动特征,并指出在管道出口处,气液混合物在压力波动中始终保持近饱和状态. Dewangan 等^[15]改变管道的倾斜角度,发现当竖直管道趋于水平时, FFP 速度会逐渐减小,这意味着 FFP 现象中可能存在重力效应. Yue 等^[16]以水为实验工质在不同直径的管道内进行了 FFP 实验,实验数据显示闪蒸界面传播与界面失稳密切相关,传播的可持续性会受到名义过热度,重力方向和管径等条件的影响.

闪蒸界面的传播行为通常被认为是“界面失稳机制”和“二次核化机制”的共同作用的结果^[4,17-18].当闪蒸在气液界面上发生后,气液间产生显著的相对速度,界面上的初始扰动会在 Landau 不稳定性、Kelvin-Helmholtz 不稳定性以及 Rayleigh-Taylor 不稳定性机制的作用下被放大.强烈的扰动一方面导致液面发生变形、破碎和溅射,从而增加相界面面积,强化闪蒸.另一方面,扰动产生的波浪、附壁液膜和破碎液滴的回落会将气体掺混到上游液体中,形成微小气核^[19-22].气核在表层过热液体中的生长、破碎行为会进一步增强相变和界面扰动,同时促进生成更多的新气核.

FFP 现象实验研究的主要难点在于其可能影响因素众多,研究者往往只能对部分实验条件进行准确控制,而对另外一些因素,例如管壁缺陷和管道结构等,缺乏统一的控制标准.因此不同研究者的实验结果之间通常难以进行直接比较.另一方面,为了避免在过热液体内部引入核化点,传感器的布置也受到一定限制,难以对温度压力数据进行全场监测.相比于实验研究,经过实验验证的数值模型可以更方

便地实现对参数影响, 以及流动特征的详细分析, 从而更深入地揭示物理现象的内在机制. 然而, 尽管已有大量学者对闪蒸现象进行了数值模拟研究^[23-24], 针对 FFP 现象的数值模拟研究却十分匮乏, 相关数值方法尚不成熟. 相比于液体内部具备丰富核化点的闪蒸现象, FFP 现象中的相变速率强烈受制于闪蒸界面上的有限相界面面积, 对相界面面积大小十分敏感, 因此在数值模拟中需要对闪蒸界面附近的相界面面积进行准确估算. 由于闪蒸界面的微观结构可达 μm 量级, 计算中网格尺寸需要达到 nm 量级才可能较为准确的捕捉界面形态演变过程^[25]. 这导致在对常规尺寸的问题进行模拟时, 计算量将极为巨大. 近年, Zein 等^[26] 以及 Dewangen 等^[27] 假设相体积分数和流速等各物理量在管道截面上均匀分布, 相变仅在无限薄的平直闪蒸界面上发生, 从而构建了 FFP 现象的一维数值模型, 对闪蒸界面传播过程进行了模拟. 其对闪蒸界面传播速度的模拟结果与 Simões-Moreira 等^[11] 在直径 22 mm 的管道内的实验观测结果之间具有较好的一致性.

已有的一维数值方法本质上将闪蒸界面面积视为等同于管道截面面积的恒定值, 且并未考虑近壁效应对闪蒸界面传播速度的影响. 然而, 大量实验^[12,16-17,28] 表明, 在工质和过热度等条件发生改变时, 闪蒸界面形态可能发生明显变化, 进而影响闪蒸界面上的闪蒸强度. 同时, 对于小管径情形而言, FFP 现象中会存在更强的近壁效应.

为了准确模拟发生在小管道内的不同过热度下的 FFP 现象, 本文提出一种新的模拟方法. 该方法在二维管道内对现象进行模拟, 从而在模型中引入了近壁效应的考虑. 同时, 该方法在较大的网格下对闪蒸界面的宏观形态进行直接捕捉, 并通过气相 Weber 数模型刻画闪蒸界面微观形态的粗糙程度随工况的变化规律, 从而在模型中同时体现了界面宏观和微观形态变化的影响. 该模拟方法具有较高的计算效率, 且在合适的参数取值下, 其对直径 7 mm 的小管道内闪蒸界面传播速度的预测结果与实验数据之间具有很好的一致性. 基于此模型, 本文模拟了同一出口压力、不同初始温度条件下的 FFP 现象, 对名义过热度、真实过热度、FFP 表观速度以及三者之间的关系进行了分析和讨论; 基于相同名义过热度 and 不同出口压力工况的模拟结果比较, 对出口压力的影响进行了讨论. 相关研究结果有望为航天

器排液方案设计以及高压管道泄漏事故模拟提供数值方法以及参考数据.

1 计算模型

本文以水为模拟工质, 利用 ANSYS Fluent CFD 软件对闪蒸界面传播现象进行了数值模拟. 在竖直圆管内, 闪蒸界面附近的温度, 压力以及速度等物理量的轴向梯度最大, 径向次之, 周向最小, 因此可以用二维甚至一维模型来描述. 本文为了计入有限管径引入的壁面效应对 FFP 的影响, 采用二维模型. 闪蒸界面下游气液强烈掺混, 相间力作用难以准确描述, 因此多相流模型选为 Mixture 模型, 并忽略了两相之间的速度滑移, 从而将两相流动简化为单一的变密度流体的流动. 该流体的密度、黏性和导热系数等物性参数通过两相物性参数的加权平均得到. 两相在不同温度压力条件下的物性根据 NIST 数据库拟合得到. 本文假定流动为黏性层流流动, 液相不可压缩, 气相可压缩, 其密度根据理想气体状态方程计算. 气液界面捕捉采用 Compressive 方法, 计算域内所有网格为相同尺寸的正方形结构网格.

1.1 物理模型

图 1 中模拟管段直径 7 mm, 高 200 mm, 管道顶端 (图右侧) 为恒定压力出口边界条件. 管道底面和侧壁面为绝热无滑移边界条件. 初始时刻, 管道下部为液态水, 上部为水蒸气, 两相具有相同的温度. 管道内部的初始压力等同于出口压力. 重力方向与管道平行, 指向底端.

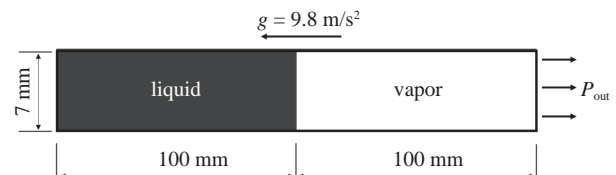


图 1 物理模型

Fig. 1 Physical model

1.2 控制方程

本文中采用的 Mixture 模型的控制方程为

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\rho_m \mathbf{u}_m)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{u}_m \mathbf{u}_m) = -\nabla P + \nabla \cdot [\mu_m (\nabla \mathbf{u}_m + \nabla \mathbf{u}_m^T)] + \mathbf{g} \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \sum_{i=1}^2 (\alpha_i \rho_i E_i) + \nabla \cdot \sum_{i=1}^2 [\alpha_i \mathbf{u} (\rho_i E_i + P)] = \nabla \cdot (k_m \nabla T) \tag{3}$$

$$\frac{\partial (\alpha_v \rho_v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_v \rho_v \mathbf{u}_v) = \dot{m} \tag{4}$$

式中

$$E_i = h_i - \frac{P}{\rho_i} + \frac{u_i^2}{2} \tag{5}$$

$$\mathbf{u}_m = \frac{\alpha_l \rho_l \mathbf{u}_l + \alpha_v \rho_v \mathbf{u}_v}{\rho_m} \tag{6}$$

$$\rho_m = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v \tag{7}$$

$$\mu_m = \alpha_l \mu_l + \alpha_v \mu_v \tag{8}$$

$$k_m = \alpha_l k_l + \alpha_v k_v \tag{9}$$

其中, α, P, \mathbf{u}, T 分别代表体积分数、压力、速度和温度; 下标 v 代表气相, 下标 l 代表液相; 各相的动力黏性系数 μ 、导热系数 k 和比焓 h 根据对应温度下的饱和物性取值; 液相密度 ρ_l 取为常数, 气相密度 ρ_v 根据理想气体状态方程进行计算

$$P = \frac{\rho_v R T}{M} \tag{10}$$

式中, M 为流体的摩尔质量, R 为普适气体常数.

1.3 相变模型

单位体积内液气相变传质速率为

$$\dot{m} = F \dot{A}_i \tag{11}$$

式中, \dot{A}_i 为单位体积内的界面面积, 即气液界面面密度; F 为单位面积的气液界面上的相变传质速率, 根据 Hertz-Knudsen 关系式和 Clapeyron-Clausius 公式可得^[29]

$$F = \beta \sqrt{\frac{M}{2\pi R T_{\text{sat}}}} L \frac{\rho_l \rho_v}{\rho_l - \rho_v} \frac{T^* - T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}} \tag{12}$$

式中, β 为调节系数, L 为汽化潜热, T^* 为流体温度, T_{sat} 为饱和温度.

综合式 (11) 和式 (12), 并简化可得

$$\dot{m} = C \frac{T^* - T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}} \rho_v \dot{A}_i \tag{13}$$

式中 C 为蒸发冷凝系数, 需要通过对照实验结果取值.

1.4 气液界面面密度的分区模型

闪蒸界面的上游和下游, 以及闪蒸界面处的气

液界面形态特征存在明显差异, 如图 2(a) 所示. 因此, 要在数值模型中合理估算各处的气液界面面密度, 必须先对计算区域进行分区. 在 FFP 物理现象中, 气相体积分数 α_v 在闪蒸界面两侧具有显著差异, 其在上游纯液区为 0, 而在下游气液混合区接近 1. 因此, 本文的数值模型中采用气相体积分数 α_v 作为区域划分的依据.

闪蒸界面上游的过热液体区域内部缺乏气核, 或者气核尺寸小于可生长的临界尺寸. 该区域内的过热液体无法发生闪蒸, 因此界面面密度可视为 0. 即

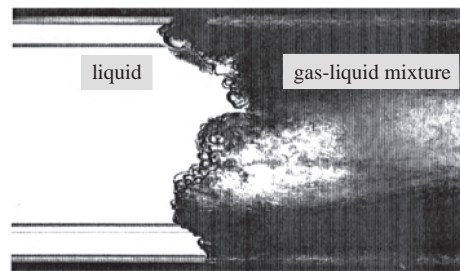
$$\dot{A}_i = 0, \quad \text{if } \alpha_v = 0 \tag{14}$$

闪蒸界面下游区域内气液充分掺混, 两相呈弥散状分布. 假设该区域内 $\alpha_v > 0.8$, 且液体以等直径的球形液滴分布. 在对称模型下, 气液界面面密度可表示为

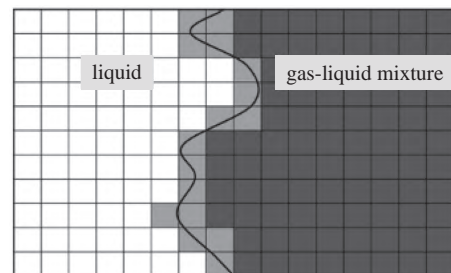
$$\dot{A}_i = \frac{6\alpha_v \alpha_l}{d_0}, \quad \text{if } 0.8 < \alpha_v \leq 1 \tag{15}$$

其中 d_0 为球形液滴的假定直径. Cleary 等^[30] 测量了水的闪蒸喷雾中的液滴尺寸, 液滴的特征尺寸通常分布在 $0 \sim 100 \mu\text{m}$ 之间. 本文中 $d_0 = 100 \mu\text{m}$.

闪蒸界面区域内 ($0 < \alpha_v < 0.8$), 两相分别聚集分布在自由液面两侧. 闪蒸界面的结构包含宏观波动特征和微观粗糙特征, 如图 3 所示. 其宏观波动尺



(a) 实验图像^[17]
(a) Experimental observations^[17]



(b) 在粗网格中的表征
(b) Characterization in coarse mesh

图 2 闪蒸界面传播现象的结构特征
Fig. 2 The structure of FFP phenomena

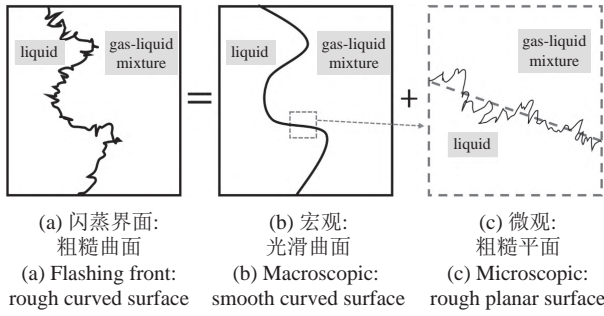


图 3 闪蒸界面结构特征的分解

Fig. 3 Decomposition of structural characteristics of flashing front

寸处于 mm 量级, 而微观粗糙特征尺寸可达 μm 量级. 当网格尺寸处于两者之间时, 数值模拟中仅能捕捉到其宏观特征, 如图 3(b) 所示. 在每个网格内, 宏观波动特征曲面对应的界面面密度 $\dot{A}_{i,0}$ 可通过“平直界面假设”进行估算. 而真实的界面面密度 \dot{A}_i 与 $\dot{A}_{i,0}$ 的比值则取决于界面的粗糙程度, 如图 3(c) 所示. 在本分区模型中, 假设该比值为一个大于 1 的定值.

在“平直界面假设”下, 若已知网格内的气相体积分数为 α_v , 则界面面积仅仅取决于平面与网格的相对方位. 若将相对方位视为一个等概率分布的随机变量, 则平直界面的面积存在一个仅取决于 α_v 的期望值. 该期望值可在二维情形下进行简化近似求解, 如图 4(a) 所示. 设界面 ON (或 ON') 与正方形控制体 $(ABCD)$ 某一边界交于 O 点, 记控制体边长为 d_{mesh} , 并记 $x = \frac{LOA}{d_{\text{mesh}}}$. 当 x 在 $0 \sim 1$ 间等概率分布时, 气液界面面密度的期望值可表示为

$$E(\dot{A}_{i,0}) = E(LON) / d_{\text{mesh}}^2 = f_1(\alpha_v) / d_{\text{mesh}} \quad (16)$$

式中

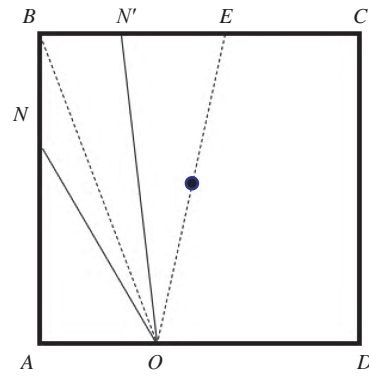
$$f_1(\alpha_v) = \int_0^{2\alpha} \sqrt{4(\alpha-x)^2 + 1} dx + \int_{2\alpha}^1 \sqrt{4\alpha^2/x^2 + x^2} dx \quad (17)$$

$$\alpha = \min(\alpha_v, 1 - \alpha_v) \quad (18)$$

当气相体积分数 α_v 的值在 $0 \sim 1$ 之间变化时, $f_1(\alpha_v)$ 的值如图 4(b) 实线所示. 然而, 由于 $f_1(0) \neq 0$, 直接采用 $f_1(\alpha_v)$ 的原形式会导致纯液 ($\alpha_v = 0$) 向气液混合 ($\alpha_v > 0$) 过渡时面密度出现跳变, 数值计算缺乏稳定性. 因此实际计算中 $f_1(\alpha_v)$ 采用了一种对称形式进行近似替代

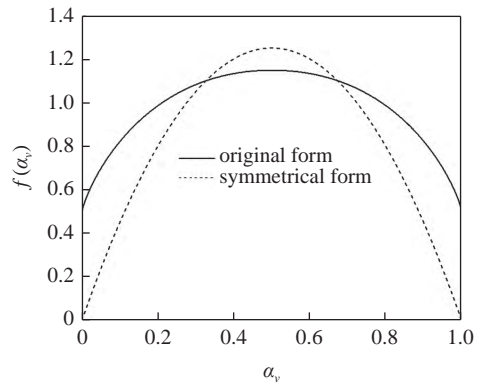
$$f_1(\alpha_v) = 5\alpha_v(1 - \alpha_v) \quad (19)$$

该替代形式在满足连续性要求的同时, 函数曲



(a) 界面示意图

(a) The sketch of interface and grid



(b) $f_1(\alpha_v)$ 的函数图像

(b) The function image of $f_1(\alpha_v)$

图 4 网格内的平直界面假设

Fig. 4 Planar interface assumption inside a grid

线积分面积与原函数接近, 可保证在闪蒸界面掠过网格的过程中 (α_v 由 0 接近 1), 界面上发生的相变传质总量近似相同.

$\dot{A}_{i,0}$ 可用 $E(\dot{A}_{i,0})$ 进行统计层面上的等效代替. 联合式 (16) 和式 (19) 可得

$$\dot{A}_{i,0} = \frac{5\alpha_v\alpha_l}{d_{\text{mesh}}} \quad (20)$$

本文以文献 [16] 中 $T_0 = 50^\circ\text{C}$ 实验组为参考工况. 在此工况下, 闪蒸界面在大部分时间内保持近光滑状态, \dot{A}_i 和 $\dot{A}_{i,0}$ 的比值理应是一个略大于 1 的实数, 本模型中取为 1.1, 此时有

$$\dot{A}_i = \frac{5.5\alpha_v\alpha_l}{d_{\text{mesh}}}, \quad \text{if } 0 < \alpha_v \leq 0.8 \quad (21)$$

1.5 闪蒸界面面密度的气相 Weber 数修正模型

以上分区模型中假定了闪蒸界面处 \dot{A}_i 和 $\dot{A}_{i,0}$ 的比值是一个固定不变的值. 然而, 实验数据^[12,16-17,28]表明当实验工质、初始温度和出口压力等条件改变时, 闪蒸界面的形态可能会出现显著差异. 因此闪蒸

界面处的“恒定粗糙度假设”可能会导致面密度估算偏差.

闪蒸界面的粗糙程度与闪蒸界面的失稳和破碎过程密切相关. FFP 过程中, 气体在气液界面大量生成, 与液膜间产生相对速度. 气相惯性力促使气液界面发生 Landau 失稳、Kelvin-Helmholtz 失稳以及 Rayleigh-Taylor 失稳, 从而产生褶皱和破碎. 另一方面, 表面张力则起到抑制界面波动和失稳的作用. 气相 Weber 数代表了气相惯性力作用和表面张力作用的相对大小关系, 是影响液膜的界面失稳现象以及破碎雾化程度的主要参数^[30-32]. 因此, 本文以气相 Weber 数衡量闪蒸界面的粗糙程度, 假设真实的粗糙界面与光滑特征界面的面密度之比近似为气相 Weber 数的函数

$$\frac{\dot{A}_i - \dot{A}_{i,0}}{\dot{A}_{i,0}} = f_2(We_v) \quad (22)$$

其中

$$We_v = \rho_v U_v^2 l / \sigma \quad (23)$$

特征长度取为界面波动的特征尺寸, 即 Laplace 长度

$$l = \sqrt{\sigma / [g(\rho_l - \rho_v)]} \quad (24)$$

在局部界面上, 传质质量流率 \dot{m} 等于生成的气体的质量流率

$$\dot{m} = \rho_v U_v \quad (25)$$

综合式 (13), 以及式 (22) ~ 式 (25) 可得

$$We_v = \frac{C^2}{\sqrt{(\rho_l - \rho_v)g\sigma}} \frac{\rho_v \Delta T^2}{T_{sat}^2} \dot{A}_i^2 \quad (26)$$

式中, 状态量 $\frac{1}{\sqrt{(\rho_l - \rho_v)g\sigma}} \frac{\rho_v \Delta T^2}{T_{sat}^2}$ 反映了界面生成气体的惯性力和界面表面张力的比值, 记其为 E , 即

$$E = \frac{1}{\sqrt{(\rho_l - \rho_v)g\sigma}} \frac{\rho_v \Delta T^2}{T_{sat}^2} \quad (27)$$

根据式 (22) 和式 (26) ~ 式 (27), 可得

$$\frac{\dot{A}_i - \dot{A}_{i,0}}{\dot{A}_{i,0}} = f_3(E) \quad (28)$$

记参考工况中 E 的值为常数 E_r , 则上式可写为

$$\frac{\dot{A}_i - \dot{A}_{i,0}}{\dot{A}_{i,0}} = f_4\left(\frac{E}{E_r}\right) \quad (29)$$

函数 $f_4(x)$ 需要满足如下 3 个条件:

(1) 当 $E = 0$, 即界面无闪蒸时, 界面将保持稳定和光滑, 此时 $\dot{A}_i = \dot{A}_{i,0}$, 即 $f_4(0) = 0$;

(2) $f_4(x)$ 随 x 单调递增;

(3) 在参考工况下, 即 $E = E_r$ 时, $f_4(1)$ 是一个略大于 0 的值.

本文假设 $f_4(x)$ 为 x 的幂函数, 此时有

$$\dot{A}_i = \dot{A}_{i,0} \left[1 + n \left(\frac{E}{E_r} \right)^m \right], \quad \text{if } 0 < \alpha_v \leq 0.8 \quad (30)$$

其中参数 $n = f_4(1)$, 反映了参考工况下的界面粗糙程度, 参照基础模型取值 0.1. 幂指数 m 反映了界面面密度 \dot{A}_i 随状态量 E 的变化关系. 当 $m = 0$ 时, 界面面密度不随工况变化而变化, 该模型退回至基础模型.

2 网格无关性验证

在不同的网格数下对参考实验工况^[16] ($T_0 = 50.2 \text{ }^\circ\text{C}$, $P_{\text{out}} = 2.8 \text{ kPa}$) 下的 FFP 现象进行了数值模拟. 界面从初始位置传播至管道底端的表观速度 (U_f) 的模拟值如图 5 所示. 当网格数目增长至 32000 个后, 曲线基本趋平, 且与 64000 网格下的模拟结果差值小于 1%. 综合考虑计算效率与模拟准确性, 本文采用的网格数为 32000.

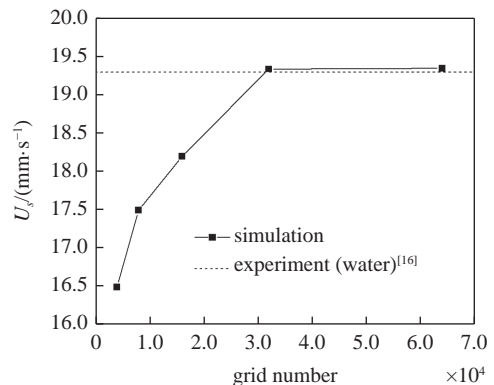


图 5 FFP 表观速度随网格数的变化
Fig. 5 Variation of FFP superficial velocity with grid number

3 模拟有效性验证

为了验证以上模型的有效性, 本文采用 Yue 等^[16] 的实验工况设置进行数值模拟, 并将模拟结果和实验结果进行对比. 该实验的实验工质为水, 其可控条件为真空罐内的初始压力 (0.2 kPa) 和液体的初始温度 T_0 . 关键测量数据包括管段的出口压力 P_{out} , 以及 FFP 现象的实验图像. 各工况条件和测量结果如表 1

表 1 实验参数表^[16]Table 1 Experimental parameter list^[16]

	Case 1	Case 2	Case 3	Case 4	Case 5	Case 6	Case 7
$T_0 / ^\circ\text{C}$	30.2	40.0	50.2	60.3	70.0	80.4	90.5
repeat number	3	3	4	7	4	3	1
$P_{\text{out}} / \text{kPa}$	1.6 ± 0.3	2.3 ± 0.1	2.8 ± 0.3	3.2 ± 0.6	5.0 ± 1.0	7.8 ± 2.7	14.2
$U_s / (\text{mm} \cdot \text{s}^{-1})$	13.7 ± 5.8	19.0 ± 0.6	19.3 ± 4.3	24.0 ± 9.2	47.0 ± 21.7	92.8 ± 46.0	204.5

所示. 值得注意的是, FFP 实验存在较强的随机性. 在同一工况条件的多次重复实验中, 管道出口压力以及 FFP 表观速度一般会在较大的范围内变化^[15-16,28]. 因此, 为了降低随机因素的影响, 数值模拟中的出口压力根据同工况下多组实验出口压力的平均值取值.

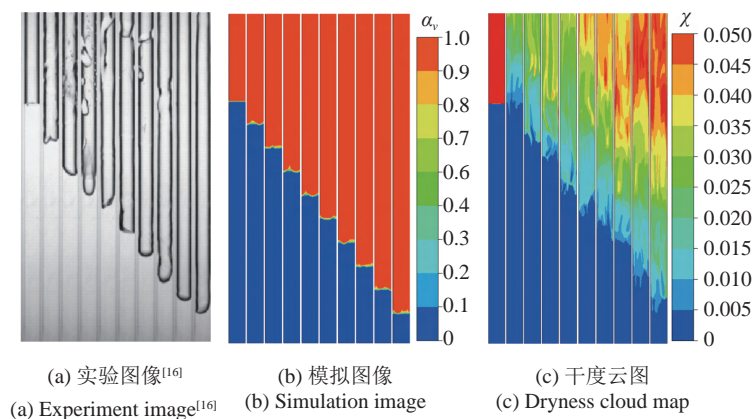
参考实验工况 (Case 3) 下模拟结果和实验图像的对比如图 6(a) 与图 6(b) 所示. 在模拟图像中, 上游的过热液体内部无相变发生; 闪蒸界面区域 ($0 < \alpha_v \leq 0.8$) 厚度远小于管道直径, 宏观波动形态与实验接近, 且界面近稳态持续推进; 闪蒸下游呈现为以气相为主的气液混合物. 模拟图像通过展示空隙率的分布与演化, 清晰显示了闪蒸界面形态及其推进过程特征, 并与实验结果在 FFP 现象的主要特征上具有很好的 consistency.

在闪蒸下游, 气相介质体积分数高, 空隙率云图无法细致显示流动状态的演化. 考虑到气液密度的极大差异, 采用干度云图可以更清晰地展示两相分布特征, 如图 6(c) 所示. 干度云图展示出了闪蒸界面下游的附壁液膜的存在, 与实验观测定性一致. 对比空隙率和干度的分布与演化可知, 尽管闪蒸界面附近的气相介质体积分数急剧增大, 撕碎连续的液体

介质, 形成近似“全”气均质气液混合物, 但由于气相密度远小于液相密度, 被破碎的液相介质的质量份额依然占优, 并在闪蒸下游持续蒸发. 相比于空隙率云图, 干度的分布与演化更好地展示了闪蒸界面之后的邻近区域内液相状态的变化, 有助于理解闪蒸界面临近区间内气液两相流动与传热的内在机制.

模拟结果与实验结果的差异主要体现在闪蒸下游处的气液分布形态的不同. 实验图像中闪蒸下游主要特征为环状流, 中心气核区可见微细的雾滴. 数值模拟则呈现为高含气率, 近似均匀的气液两相流. 这种差异源于本文模型中忽略了相迁移速度, 将闪蒸下游的两相流动简化为一种单一的变密度流体的流动, 因此难以准确模拟出高空隙率区域的液体的聚集形态. 本文主要关注闪蒸界面的传播速度, 而界面下游气液分布对上游状态以及相应的闪蒸过程影响较为微弱, 因此下游流动状态的差异对计算结果的影响可以忽略不计.

在闪蒸界面传播到管道底端的整个过程中, 界面位置和界面压力随时间的变化如图 7 所示. 闪蒸界面位置与时间之间呈现出非常好的线性关系. 与实验数据处理方法一致, 本文通过对界面位置-时间

图 6 闪蒸界面传播过程: 水, $T_0 = 50.2\text{ }^\circ\text{C}$, $P_{\text{out}} = 2.8\text{ kPa}$, 时间间隔 0.5 s Fig. 6 Flashing front propagation process: water, $T_0 = 50.2\text{ }^\circ\text{C}$, $P_{\text{out}} = 2.8\text{ kPa}$, time interval 0.5 s

数据进行线性拟合, 得到闪蒸界面传播的表观速度 U_s . 另一方面, 界面压力在闪蒸开始后呈现出先骤然上升, 然后在振荡过程中缓慢增加的趋势. 在缓慢增加过程中, 界面压力的变化范围不超过 0.2 kPa, 其对应的饱和温度波动不超过 0.5 K. 因此本文中忽略沿程的压力微小变化的影响, 用 0.15 s 之后的界面压力 P_{FF} 的时均值来表征 FFP 过程中界面压力的大小, 并基于该压力计算界面处的真实过热度.

当气相 Weber 数修正模型中的参数 m 取值分别为 0, 1, 2, 3 和 4 时, 闪蒸界面传播表观速度 U_s 预测结果和实验结果的对比如图 8 所示. 可以看到, $T_0 = 30^\circ\text{C} \sim 50^\circ\text{C}$ 实验组的结果预测几乎不受 m 取值的影响, 但是高温实验组的结果预测会受到 m 取值的显著影响. 当 $m = 3$ 时, 预测曲线与实验数据的一致性最为良好. 因此本文后续计算中采用 $m = 3$ 的气相 Weber 数修正模型.

实验图像显示^[16], $T_0 = 30^\circ\text{C} \sim 50^\circ\text{C}$ 时界面整

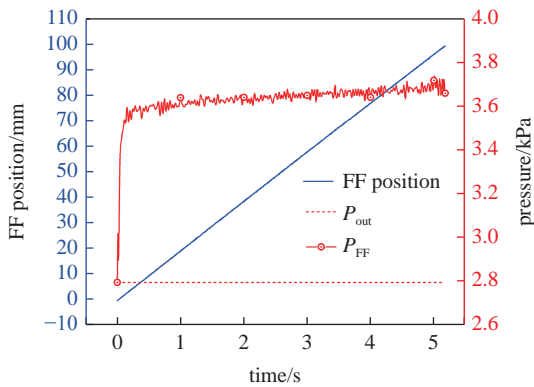


图 7 传播过程中的闪蒸界面位置以及界面压力变化, $T_0 = 50.2^\circ\text{C}$, $P_{\text{out}} = 2.8 \text{ kPa}$

Fig. 7 The change of flashing front position and flashing front pressure during FFP, $T_0 = 50.2^\circ\text{C}$, $P_{\text{out}} = 2.8 \text{ kPa}$

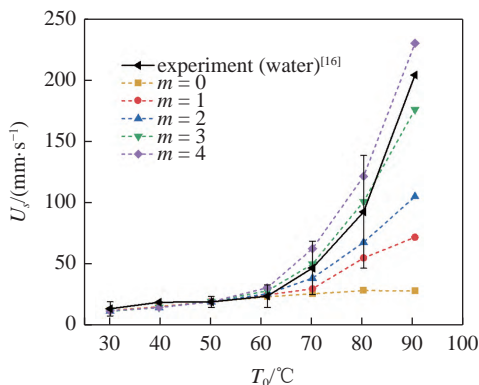


图 8 模型参数 m 对 FFP 模拟结果的影响

Fig. 8 Influence of parameter m on FFP simulation results

体形态较为光滑, 而当初始温度 T_0 增加至 70°C 及以上时, 闪蒸界面处的液面形态出现显著变化. 其液面破碎更为剧烈, 且可持续向下游喷射出大量细密的气雾, 而不再是间歇喷出较大尺寸的液滴或液膜. 本文模拟中当 $m = 0$ 时, 即不考虑工况变化对界面粗糙度的影响时, 预测结果与实验结果的明显偏离也正是出现在 $T_0 = 60^\circ\text{C} \sim 70^\circ\text{C}$ 工况范围内. 这表明界面恒定粗糙度假设仅仅适用于界面形态接近的工况范围内, 而本文提出的气相 Weber 数修正模型可以较好地反映温度和压力条件变化的影响.

值得说明的是, 气相 Weber 数模型的推导不涉及具体的工质或实验数据, 因此原则上可适用于其它工质. 然而, 模型参数 m 和 n 的取值参照了水工质的实验结果, 是一种半经验的方法, 因此当工质发生变化时, m 与 n 的取值可能会发生变化.

4 对过热度的讨论

实验研究中, 闪蒸界面处的真实压力 P_{FF} 难以直接测量, 而实验液体的初始温度 T_0 和闪蒸下游管道出口处的压力值 P_{out} 却很容易测定. 因此在表征闪蒸界面液体过热程度时, 一般采用名义过热度 $\Delta T_{\text{nom}} = T_0 - T_{\text{sat}}(P_{\text{out}})$ 来近似替代闪蒸界面处的真实过热度 $\Delta T_{\text{FF}} = T_0 - T_{\text{sat}}(P_{\text{FF}})$.

为了研究过热度对表观速度 U_s 的影响, 以及名义过热度与真实过热度之间的区别联系, 本文对同一出口压力 ($P_{\text{out}} = 2.8 \text{ kPa}$), 不同初始温度条件下的 6 组工况进行了数值模拟. 当过热度分别取名义过热度 ΔT_{nom} 和闪蒸界面的真实过热度 ΔT_{FF} 时, U_s 随过热度的变化关系如图 9 中实线所示. 而同一工况下, ΔT_{nom} 和 ΔT_{FF} 之间的差距大小则通过水平虚线的长度表示. 计算结果表明, 当液体初始温度 T_0 (或名义过热度 ΔT_{nom}) 增加时, ΔT_{FF} 和 U_s 随之增加, ΔT_{nom} 和 ΔT_{FF} 之间的差距也随之增加. 另一方面可见, 无论过热度采取何种定义, 当过热度较小时, FFP 表观速度都与之近似呈线性关系. Das 等^[8] 以及 Reinke 等^[13] 以水为实验工质的 FFP 实验数据显示, 当名义过热度在 $6 \text{ K} \sim 30 \text{ K}$ 之间时, FFP 表观速度与名义过热度间近似呈线性关系. 本文模拟结果与以上实验结果之间具有很好的一致性.

名义过热度的定义中包含了出口压力 P_{out} 的影响. 在实验中, P_{out} 往往是一个近似稳定的值^[13,15], 或者是在维持 T_0 不变时作为 ΔT_{nom} 的调节参数^[10-11],

其本身的独立影响缺乏足够关注. 为了单独分析 P_{out} 对 U_s 的影响, 本文对名义过热度 ΔT_{nom} 相同, 管道出口压力 P_{out} 不同的系列工况进行了模拟. 不同工况下, 界面处的真实过热度以及闪蒸界面传播速度的变化如图 10 所示. 当压力增加时, 界面处的真实过热度并无明显的增加趋势, 而闪蒸界面的传播速度却显著增加. 这说明出口压力 P_{out} 对 FFP 过程的影响并不能完全通过名义过热度来表征, 它是一个独立的相关量.

当压力增加时, 水的饱和曲线和旋节线之间的亚稳态区域变窄. 因此在接近的过热度下, 高压情形中过热液体的不稳定性更强, 会产生更强烈的闪蒸, 导致更高的 FFP 表观速度. 在微观层面上, 由 Hertz-Knudsen 关系式可知, 压力增加导致的气体密度的增加, 会导致单位相界面上的液-气相变传质速率增加, 从而增加闪蒸的剧烈程度. 另一方面, 由面密度气相 Weber 数修正模型可推测, 气体密度的增加还可能增加相界面结构的粗糙程度, 从而增加相界面

面积.

名义过热度恒定, 压力增加时, ΔT_{FF} 呈现出先增加, 后减小的趋势, 这与水的压力-温度饱和曲线的斜率变化有关, 如图 11 所示. 在低压范围内, 出口压力由 $P_{out,1}$ 上升到 $P_{out,2}$ 后, 闪蒸强度相差不明显. 因此在两个工况下, 闪蒸界面与管道出口之间的压差 ΔP 近似相等, 即 $\Delta P_1 \approx \Delta P_2$. 由于饱和曲线曲率在低压范围内迅速增加, 相同压差对应的过热度差值迅速减小, 所以真实过热度与名义过热度的差值 $\Delta T_1 > \Delta T_2$, 即在 ΔT_{nom} 不变时, ΔT_{FF} 随压力增加而增加. 在高压范围内, 饱和曲线曲率变化不明显, 因此若 $\Delta P_3 = \Delta P_4$, 则 $\Delta T_3 \approx \Delta T_4$. 然而, 出口压力由 $P_{out,3}$ 上升到 $P_{out,4}$ 后, 闪蒸强度大幅增加, $\Delta P_3 \ll \Delta P_4$, 从而导致 $\Delta T_3 < \Delta T_4$, 即在 ΔT_{nom} 不变时, ΔT_{FF} 随压力增加而减小.

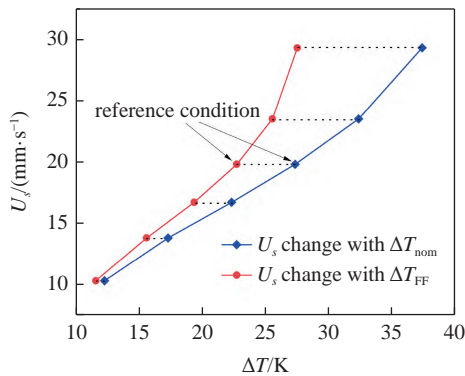


图 9 FFP 表观速度随过热度的变化, $P_{out} = 2.8$ kPa

Fig. 9 Variation of FFP superficial velocity with superheat, $P_{out} = 2.8$ kPa

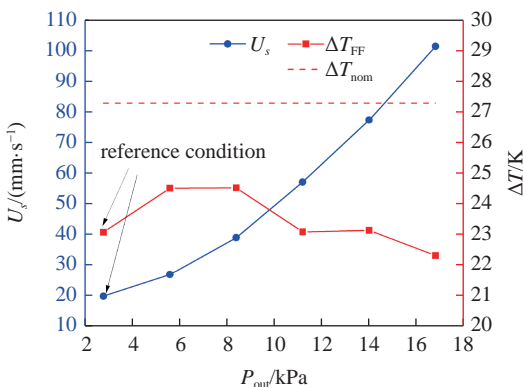


图 10 出口压力对 U_s 和 ΔT_{FF} 的影响, $\Delta T_{nom} = 27.3$ K

Fig. 10 The influence of outlet pressure on U_s and ΔT_{FF} , $\Delta T_{nom} = 27.3$ K

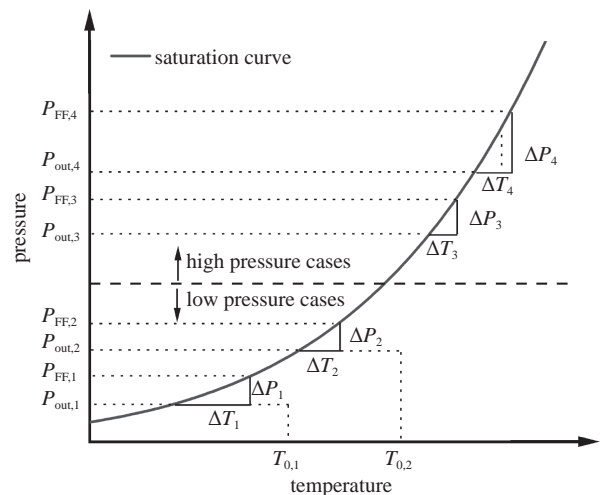


图 11 出口压力变化对真实过热度的影响

Fig. 11 The influence of outlet pressure on real superheat

5 结论

本文提出了一种研究闪蒸界面传播的数值模拟方法, 首次实现了该现象的二维数值模拟. 该方法将流体区域分为闪蒸上游区域, 闪蒸下游区域和闪蒸界面区域, 并分别建立了恒定界面面密度模型, 以代替对界面微结构的直接捕捉. 针对闪蒸界面微观形态随工况而改变的现象, 本文提出了气相 Weber 数修正模型来表征温度压力条件对闪蒸界面的粗糙程度的影响, 模拟结果与不同温度压力条件下的实验数据间具有很好的一致性. 进一步的计算和分析表明, 当出口压力恒定时, 闪蒸界面的真实过热度随名义过热度的增加而增加, 但增速会逐渐放缓. 在中低

过热度范围内, 闪蒸界面传播表观速度与真实过热度以及名义过热度之间近似呈线性关系. 在名义过热度恒定的前提条件下, 闪蒸界面传播表观速度随出口压力的增加而增加.

本文提出的数值模拟方法以及模拟结果可用于指导航天器排液的方案设计以及液化气管道泄露的模拟预测.

参 考 文 献

- Maria ARM, Kalidasa MK, Rajaseenivasan T, et al. A review on flash evaporation desalination. *Desalination and Water Treatment*, 2015, 57(29): 13462-13471
- Senda J, Wada Y, Kawano D, et al. Improvement of combustion and emissions in diesel engines by means of enhanced mixture formation based on flash boiling of mixed fuel. *International Journal of Engine Research*, 2008, 9(1): 15-27
- Cheng WL, Zhang WW, Chen H, et al. Spray cooling and flash evaporation cooling: the current development and application. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 2016, 55: 614-628
- Reinke P. Surface boiling of superheated liquid. [PhD Thesis]. Villigen: Paul Scherrer Institute, 1997
- Casal J. Evaluation of the Effects and Consequences of Major Accidents in Industrial Plants. Amsterdam: Elsevier, 2008
- 王德伟, 徐侃, 宁献文等. 高真空低重力环境下液态工质排放地面模拟试验研究. *航天器环境工程*, 2019, 36(3): 257-263 (Wang De-wei, Xu Kan, Ning Xianwen, et al. Ground simulation test for the working fluid evacuation in high vacuum and low gravity environment. *Spacecraft Environment Engineering*, 2019, 36(3): 257-263 (in Chinese))
- Grolmes MA, Fauske HK. Axial propagation of free surface boiling into superheated liquids in vertical tubes//5th International Heat Transfer Conference, Tokyo, Japan, 1974
- Das PK, Bhat GS, Arakeri VH. Investigations on the propagation of free surface boiling in a vertical superheated liquid column. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1987, 30(4): 631-638
- Frost D, Sturtevant B. Effects of ambient pressure on the instability of a liquid boiling explosively at the superheat limit. *Journal of Heat Transfer*, 1986, 108(2): 418-424
- Hill LG, Sturtevant B. An experimental study of evaporation waves in adiabatic flashing//Transient Phenomena in Multiphase and Multicomponent Systems, Gottingen, Germany, 1990
- Simões-Moreira JR, Shepherd JE. Evaporation waves in superheated dodecane. *Journal of Fluid Mechanics*, 1999, 382: 63-86
- Hahne E, Barthau G. Evaporation waves in flashing processes. *International Journal of Multiphase Flow*, 2000, 26(4): 531-547
- Reinke P, Yadigaroglu G. Explosive vaporization of superheated liquids by boiling fronts. *International Journal of Multiphase Flow*, 2001, 27(9): 1487-1516
- Kuznetsov VV, Kozulin IA, Vitovsky OV. Experimental investigation of adiabatic evaporation waves in superheated refrigerants. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2012, 21(2): 136-143
- Dewangan KK, Das PK. Experimental analysis of flashing front propagation in superheated water-effects of degree of superheat, tube inclination, and secondary nucleation. *Physics of Fluids*, 2020, 32(7): 073311
- Yue SW, Du WF, Li K, et al. Experimental study on flashing front propagation in vertical small tubes. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2023, in press. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusc.2023.110999>
- Hill LG. An experimental study of evaporation waves in a superheated liquid. [PhD Thesis]. California: California Institute of Technology, 1991
- Harris LD. An analysis of the propagation mechanism for rapid evaporation waves. [PhD Thesis]. Toronto: University of Toronto, 2006
- Mesler R, Mailen G. Nucleate boiling in thin liquid films. *AIChE Journal*, 1977, 23(6): 954-957
- Blanchard DC, Woodcock AH. Bubble formation and modification in the sea and its meteorological significance. *Tellus*, 1957, 9(2): 145-158
- Pumphrey HC, Elmore PA. The entrainment of bubbles by drop impacts. *Journal of Fluid Mechanics*, 1990, 220: 539-567
- Bird JC, De Ruiter R, Courbin L, et al. Daughter bubble cascades produced by folding of ruptured thin films. *Nature*, 2010, 465(7299): 759-762
- Liao Y, Lucas D. A review on numerical modelling of flashing flow with application to nuclear safety analysis. *Applied Thermal Engineering*, 2021, 182: 116002
- Karathanassis IK, Koukouvinis P, Gavaises M. Comparative evaluation of phase-change mechanisms for the prediction of flashing flows. *International Journal of Multiphase Flow*, 2017, 95: 257-270
- Saurel R, Pantano C. Diffuse-interface capturing methods for compressible two-phase flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2018, 50: 105-130
- Zein A, Hantke M, Warnecke G. Modeling phase transition for compressible two-phase flows applied to metastable liquids. *Journal of Computational Physics*, 2010, 229(8): 2964-2998
- Dewangan KK, Das PK. Numerical simulation of flash evaporation in the presence of secondary nucleation. *International Journal of Multiphase Flow*, 2021, 142: 103703
- Graña-Otero JC, Parra IE. Experimental results on evaporation waves. *Defect and Diffusion Forum*, 2011, 312-315: 635-640
- Ansys Fluent Theory Guide. USA: ANSYS Inc., 2021
- Cleary V, Bowen P, Witlox H. Flashing liquid jets and two-phase droplet dispersion. I. Experiments for derivation of droplet atomisation correlations. *Journal of Hazardous Materials*, 2007, 142(3): 786-796
- Berna C, Escrivá A, Muñoz-Cobo JL, et al. Review of droplet entrainment in annular flow: Characterization of the entrained droplets. *Progress in Nuclear Energy*, 2015, 79: 64-86
- 卢翔, 靳朝阳, 葛冰等. 平面液膜破碎及雾化过程的试验研究. 推进技术, 2022, 43(11): 1-9 (Lu Xiang, Jin Zhaoyang, Ge Bing, et al. Experiment research on break-up and atomization process of planar prefilm. *Journal of Propulsion Technology*, 2022, 43(11): 1-9 (in Chinese))