

编者按 微重力科学研究的主要对象是空间微重力极端环境中的物质运动及其基本规律，是空间科学重要的组成部分，在航天与地面高新技术发展中均有重要的应用价值，其前沿研究内容与进展一定程度上反映了人类认识自然的能力。随着中国空间站成功建成并转入应用与发展阶段，中国学者有了优异的长期微重力实验资源，这必将推动微重力极端环境中物理、化学和生命等过程中新现象、新规律的发现，以及在更高精度下实现对基本物理规律的检验与验证，提升中国在国际微重力科学领域的影响力及服务国家航天战略的能力。为加强微重力科学领域的学术交流，促进中国微重力科学与技术的发展，《空间科学学报》邀请赵建福、郭元东、杜王芳作为执行编委，策划了“微重力科学与技术前沿进展”专题，相关论文将在本刊持续刊出。

WEI Lie, DU Wangfang, XUE Ziyang, HE Falong, LI Kai, ZHAO Jianfu. Wave Propagation Law at the Gas-liquid Interface in a Storage Tank Due to Gravity Jumps (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2023, 43(5): 875–882. DOI:10.11728/cjss2023.05.2023-yg12

»微重力科学与技术前沿进展

重力跳变引起的贮箱内气液界面波传播规律*

魏 列^{1,2} 杜王芳^{1,2} 薛子扬³
何发龙^{1,2,4} 李 凯^{1,2} 赵建福^{1,2}

1(中国科学院力学研究所 微重力重点实验室 北京 100190)

2(中国科学院大学工程科学学院 北京 100049)

3(北京工业大学材料与制造学部 北京 100124)

4(天津城建大学能源与安全工程学院 天津 300384)

摘 要 随着航天技术的进步，航天任务复杂性的不断提高，对液体火箭发动机多次关机重启的要求日益普遍，相应地对推进剂管理系统的要求也越来越严格。关机滑行期间，贮箱内重力水平减弱，毛细力开始成为主导作用力，液体推进剂在毛细力的作用下可能脱离排液口，使得供给发动机的推进剂夹气，导致点火失败。为了确保发动机在经历自由滑行后能顺利重启，就必须考虑贮箱内气液界面如何响应重力和加速度水平改变的问题。针对常用构型和尺寸的空间贮箱，数值模拟了不同 Bo 数下气液界面波的传播，研究了不同 Bo 数下界面波传播的机制，发现了贮箱内界面波的传播速度随着 Bo 数的增加而增大，并得到 Bo 数从 1~5000 范围内描述界面波传播规律的 Fr 数与 Bo 数之间的标度关系。

关键词 空间推进剂管理，气液界面波，重力效应，数值模拟，标度律

中图分类号 O359.1, V448.21

* 国家重点研发计划项目资助（2022YFF0503502）

2023-09-05 收到原稿，2023-09-28 收到修定稿

E-mail: weilie@imech.ac.cn. 通信作者 杜王芳, E-mail: duwangfang@imech.ac.cn

©The Author(s) 2023. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License
(<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>)

Wave Propagation Law at the Gas-liquid Interface in a Storage Tank Due to Gravity Jumps

WEI Lie^{1,2} DU Wangfang^{1,2} XUE Ziyang³

HE Falong^{1,2,4} LI Kai^{1,2} ZHAO Jianfu^{1,2}

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

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

3(Faculty of Materials and Manufacturing, Beijing University of Technology, Beijing 100124)

4(School of Energy and Safety Engineering, Tianjin Chengjian University, Tianjin 300384)

Abstract With the advancement of aerospace technology and the increasing complexity of space exploration missions, it is increasingly common to require multiple shutdowns and restarts of liquid rocket engines, and correspondingly, the requirements for propellant management systems are becoming increasingly rigorous. During shutdown coasting, the level of gravity in the reservoir decreases and capillary forces begin to dominate. The liquid propellant may break away from the discharge port under the capillary force, which allows the propellant supplied to the engine to entrap gas, resulting in ignition failure. To ensure that the engine can be restarted after experiencing free flight, it is necessary to consider how the gas-liquid interface inside the propellant tank responds to gravity and acceleration jumps. In this paper, the propagation of gas-liquid interfacial wave under different values of the Bond number is numerically simulated for commonly used configurations and sizes of space propellant tanks, and the mechanism of the propagation of interfacial wave under different values of the Bond number is investigated. Finally, It is found that the propagation velocity of interfacial waves in a storage tank increases with the Bond number, and the scaling law between the Froude number and the Bond number in the range of the Bo numbers from 1 to 5000 is obtained to characterize the propagation of interfacial wave.

Key words Space propellant management, Gas-liquid interfacial wave, Gravity influence, Numerical simulation, Scaling law

0 引言

随着航天技术的发展,航天任务的复杂性不断提高,对液体火箭发动机多次关机重启的要求日益普遍,相应对推进剂管理系统的要求也越来越严格^[1-3]。为了确保液体火箭发动机在关机滑行段之后再次启动操作能够顺利进行,必须考虑贮箱内气液界面如何响应重力或加速度水平改变的问题。由于推进剂在气液两相状态下密度差异巨大,不同重力条件下气液两相分布特征迥异,重力变动时气液界面和气液两相介质的运动一直都是先进空间流体管理技术研发的关键^[4]。在液体火箭发动机关机滑行段航天器处于微

重力条件下,体积力会减弱甚至完全被抑制,这导致控制流体行为的主要因素变为毛细力,液态推进剂不能像在重力场中那样自发沉降到贮箱底部。液体火箭发动机再次启动之前,往往需要使用辅助推力器将推进剂重新定位到贮箱供液口处。因此,研究推进剂在重力变动之后的界面动力学行为具有直接的应用价值^[5]。

Bond(Bo)数是影响不同重力条件下贮箱内气液两相分布及相应流动特征的关键参数之一^[6,7]。对于完全润湿的液体(静态接触角为 0°),直立圆管容器中稳定的气液界面所对应的临界 Bo 数(重力变化不影响容器中弯月面形状稳定性的最大数值)是 $0.84^{[6-9]}$ 。

Reynolds 和 Satterlee^[10] 给出了球形容器中弯月面的临界 Bo 数的解析表达式。Weislogel 和 Hsieh^[11] 给出了直立圆柱体内临界 Bo 数随接触角的变化, 接触角为 90° 时数值最大。Bretherton^[8] 采用润滑流假设求得 $0.84 < Bo < 1.05$ 时气泡中心点的迁移速度。Davies 和 Taylor^[12] 利用无黏势流理论求出 $Bo \gg 1$ 时倒置直立圆管中气泡的运动速度。Masica 和 Petrasb^[5] 利用低重力和常重力实验数据拟合出了 $Bo > 1$ 时竖直圆管中气泡迁移速度的经验关联式, 其中忽略了黏性对气泡运动的影响。

为了考虑黏性力的影响, 可以利用 Bo 数和 Reynolds 数 (Re) 来表示直立圆管中气泡的迁移速度^[13]。Labus 和 Masica^[14] 定性地描述了球形贮箱中两种初始位形的自由界面在重定位过程中的动态演变特征。Masica 和 Salzman^[15] 利用缩比的半人马贮箱研究了初始弯曲的自由界面在重定位过程中的涌泉现象, 发现区分界面涌泉是否发生的临界 Weber 数 ($We = \rho U^2 R / \sigma$) 是 4。Salzman 等^[16] 用落塔实验研究了缩比半人马液氢贮箱内液体的重定位过程, 并估算了第一次收集贮箱顶部液体所需的时间。由于界面涌泉会在液体汇聚时形成, 因而难以预测完整的沉底过程所需的时间。Hochstein 等^[17] 数值模拟了几何相似的贮箱在相同充液率下的重定位过程, 提出了一个新的无量纲参数 Settling 数 ($Se = \mu(Rg)^{1/2} / \sigma$) 来表征黏性力、重力与表面张力间的相对作用强度, 得到贮箱在重定位的过程中的速度增量正比于 Se 数。为了减少沉底推力所使用的推进剂, Patag 等^[18] 采用了脉冲式沉底推力的方法, 并定义了一个脉冲式沉底过程中的无量纲时间。通过数值模拟的方式发现, 当无量纲时间小于并接近 1.4 时, 其沉底操作的效果是最优的。Hochstein 等^[19] 通过假定液体在重定位过程中作刚体运动, 导出了一个能够有效预测不同充液率或尺寸的贮箱完成重定位时航天器速度增量的无量纲参数, 但只适用于 $Bo > 10$ 的情况。

上述研究关注于贮箱内施加沉底推力时气液界面的运动及气液两相流动特征, 即重力由无向有变化的过程, 而较少关注突然失重如关机过程中的演变。在后一情形中, 由于重力突然减弱或消失, 毛细力会驱动接触线运动, 进而引起界面的波动, 并演变到新的平衡态稳定下来。直立圆柱容器中液体的平衡位形取决于 Bo 数和液体接触角^[20]。但在复杂几何中无法只利用 Bo 数和接触角来预测容器中的界面位形,

需要采用系统表面能最小原理来进行预测^[21]。Siegart 等^[22] 进一步给出了球形、圆柱和环形容器内气液界面到达平衡界面所需时间的关联式, 验证了 We 数能有效预估贮箱内自由界面到达平衡位形所需的时间。在自由界面重新平衡之前, 贮箱内的液面会经历一个阻尼振荡的过程, 而低重力下气液界面的共振频率和阻尼率取决于接触线边界条件^[23]。Kaukler^[24] 实验研究了润湿转变温度对重力突降过程中自由界面振荡的影响, 发现接触线摩擦使得部分润湿液体的周期在振荡过程中不断增加。Dreyer 等^[25-28] 利用数值和实验研究了重力水平变小后自由界面的运动及界面振荡的阻尼特性。Li 等^[29] 用落塔实验和数值模拟研究了微重力条件下水作为工质的自由液面的振荡频率与贮箱尺寸和充液比的关系。Li 等^[30,31] 采用动态接触角模型数值研究了贮箱内自由界面在不同充液比以及不同重力水平下的振荡特性。Xiao 等^[4] 数值研究了重力突降后贮箱内界面波动演化特征。在此基础上, Wei 等^[32] 进一步研究并验证了原型和缩比模型之间的运动相似性, 但未能系统地研究和分析不同 Bo 数下贮箱内各作用力之间的关系。

上述研究有助于理解贮箱内流体运动特性, 但对贮箱内界面波传播的作用力机制的研究仍不够完善。有鉴于此, 本文在 Wei 等^[32] 研究的基础上研究重力突降后贮箱体系内各相似准则数之间的关联。

1 计算模型

图 1 显示了空间推进剂贮箱的常用构型, 其关于 z 轴呈旋转对称, 中间圆柱段高为 0.8 m, 半径为 1.5 m; 上下两端封头为椭球形, 其短轴长度为 1.5 m。贮箱上部增压气体为氦气, 下部推进剂为液氧, 充液率为 50%。表 1 给出了相应的流体物性参数, 对应温度 78 K、压力 2×10^5 Pa、重力加速度 g 方向沿 z 轴负方向。

采用流体体积法 (VOF)^[33] 求解液氧贮箱内气液自由界面在变重力环境下的运动。数值计算中假定流动为不可压缩黏性层流流动, 相应的控制方程如下:

$$\nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho_m \mathbf{V})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \mathbf{V} \mathbf{V}) = - \\ \nabla p + \nabla \cdot [\mu_m (\nabla \mathbf{V} + \nabla \mathbf{V}^T)] + \\ \rho_m \mathbf{g} + \mathbf{F}_\sigma. \end{aligned} \quad (2)$$

其中,

$$\begin{aligned}\rho_m &= \alpha\rho + (1-\alpha)\rho_2, \\ \mu_m &= \alpha\mu + (1-\alpha)\mu_2,\end{aligned}\quad (3)$$

$$\frac{\partial\alpha}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla\alpha = 0. \quad (4)$$

其中, $\mathbf{V}$ 为流体运动速度, p 为流体压力, $\mathbf{F}_\sigma$ 为采用连续表面张力模型^[34] 计算表面张力作用所对应的等效体积力。 ρ_m 为总的流体密度, μ_m 为总的流体动力学黏性系数, α 为液体的体积分函数, $1-\alpha$ 为气体的体积分函数, 下标 2 表示气相。

贮箱壁面处流体运动满足无滑移条件, 即有如下表示:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_w. \quad (5)$$

其中, $\mathbf{V}_w$ 为贮箱壁面的运动速度, 这里取为 0。

压力 p 和体积分函数 α 满足 Neumann 边界条件, 沿壁面法向梯度为零, 即

$$\frac{\partial p}{\partial n}|_w = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial n}|_w = 0. \quad (7)$$

接触角恒定, 在三相接触线位置表示如下:

$$\mathbf{n} = \mathbf{n}_w \cos \theta + \mathbf{t}_w \sin \theta. \quad (8)$$

其中, $\mathbf{n}$ 为液气相界面处的单位法向量, $\mathbf{n}_w$ 和 $\mathbf{t}_w$ 分别

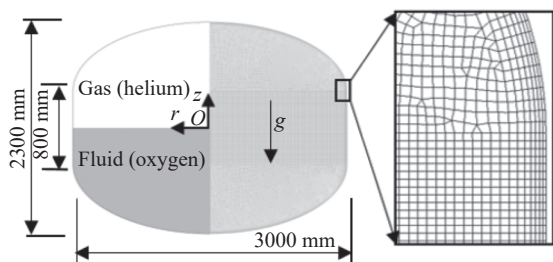


图 1 空间推进剂贮箱构型

Fig. 1 Space propellant tank configuration

表 1 气液两相流体物性参数

Table 1 Material parameters of the gas and liquid phases

Fluid materials	Helium (Gas)	Oxygen (Liquid)
Density/(kg·m ⁻³)	1.230	1200
Dynamic viscosity/(μPa·s)	8.385	279.1
Surface tension/(N·m ⁻¹)		0.0162
Contact angle/(°)		10

为壁面的单位法向量和单位切向量, θ 为固定接触角。

初始时贮箱内流体静止, 初始压力设为 2×10^5 Pa, 且自由液面保持水平, 这意味着初始状态对应于毛细效应可忽略的强重力情况。数值模拟初始时刻, 重力阶跃下降至设定的残余重力水平。本文数值模拟中, Bo 数范围为 1~5000, 其大小是通过改变残余重力水平来实现的, 特征长度取为贮箱柱段半径 R 。

本研究中的物理对象本身具有对称性, 故选用轴对称二维模型进行数值计算。计算域网格通过 ICEM 来生成, 近壁区适当细化(见图 1)。控制方程中的非定常项采用一阶隐式格式, 对流项采用 QUICK 格式, 扩散项采用 Least Squares Cell Based 格式, 压力离散采用 PRESTO 算法, VOF 采用 Geo-Reconstruct 格式离散。压力-速度耦合方程的求解采用 SIMPLE 算法。

为了提升求解精度, 同时也为了能够较清晰地捕捉到更大 Bo 数的较为细小的波动, 计算中选择网格数量为 36 万。计算模型的有效性验证及网格无关性检验可参照 Wei 等^[32] 的工作。

2 结果分析与讨论

图 2 给出了重力突降 ($Bo=200$) 后不同时刻界面位形波的演化过程, 更详细的描述参见文献 [32] 的描述。图 2 中用虚线箭头标注了近壁波谷(本文将其称

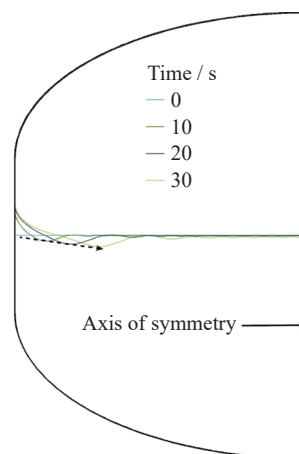


图 2 $Bo=200$ 时初始界面波的移动 (虚线箭头表示近壁波谷)

Fig. 2 Displacement of the main wave trough at $Bo = 200$ (Dashed arrow indicates near-wall troughs)

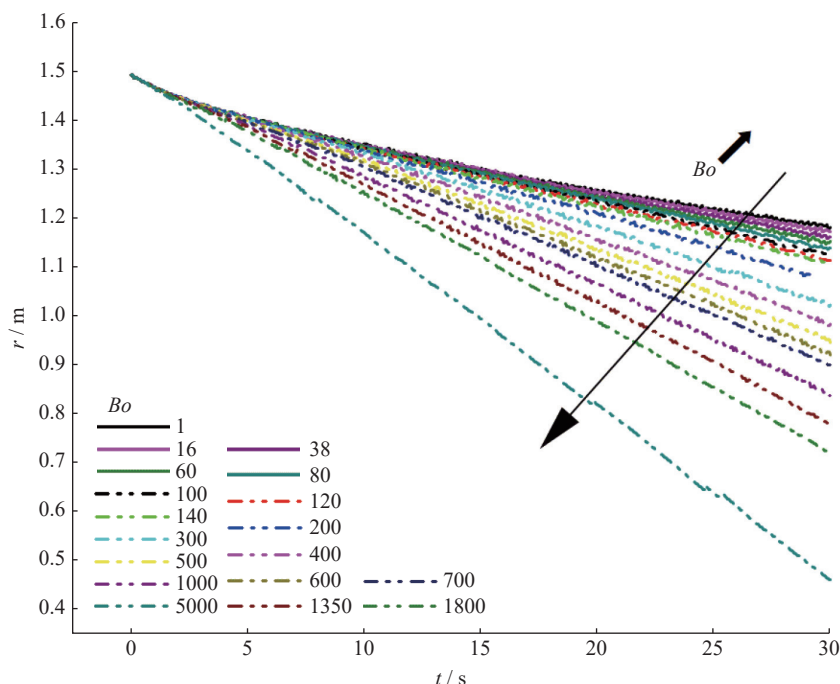
图3 不同 Bo 数下初始波谷位置的变化

Fig. 3 Movement of the initial trough of interface wave under different values of the Bond number

为初始波谷)的运动,其运动特征可以表征重力突降引起的初始界面波运动规律。

重力突降之后,毛细作用使得近壁区液体爬升,进而导致邻近区域液面下沉,对自由界面形成扰动。这一扰动将导致界面波的形成,并由近壁区域向贮箱中心传播。明确可见界面波的出现需要一定时间,可将近壁下沉区域后端波峰(即高过初始液面的隆起)的出现时刻作为界面波形成的初始时刻 t_i 。另外,气液界面波总是以波群的形式向外传播,波群中速度最快的波会率先在贮箱中心汇合产生波反射,影响后续界面波的传播。将首个波传播到贮箱轴线位置的时刻定义为界面波自由传播的终止时刻 t_e 。将上述两个时刻之间的过程作为界面波自由传播阶段。

图3给出了重力突降后不同 Bo 数条件下贮箱内气液界面上初始波谷径向位置 r 随时间的变化。可以看到界面波自由传播阶段初始波谷的位移呈现出明显的线性特征,其斜率即界面波传播速度随 Bo 数增大而加大。

当 Bo 数大于1时,重力突降之后,贮箱内界面波传播的特征速度可表示为^[35]

$$u_0 = (g\sigma/\rho)^{1/4}. \quad (9)$$

设定物性恒定,则 Bo 数越大,重力突降之后的残余重

力水平越高,由式(9)可知,此时贮箱内的界面波的特征传播速度自然随之增大。为了进一步考察界面波传播速度的具体变化规律,定义无量纲速度 U' 为界面波真实传播速度 u 和特征速度 u_0 之比,即

$$U' = u/u_0. \quad (10)$$

图4显示了无量纲速度 U' 随 Bo 数的变化情况。在所研究的 Bo 数范围内,无量纲波速的变化趋势呈现出明显的非线性变化特征。随着 Bo 数的增大,无量纲波速趋向于一个定值1.414,这对应着极高重力条件下重力主导界面波传播的极限情况。

重力突降后,毛细作用将克服重力引起液体沿壁面的爬升。毛细爬升的响应时间可表示如下^[35]:

$$t_{lc} \sim \left(\frac{\sigma}{\rho g^3} \right)^{1/4}. \quad (11)$$

据此可定义界面波自由传播阶段的起始与终止的无量纲时间分别为

$$t'_i = \frac{t_i}{t_{lc}}, \quad (12)$$

$$t'_e = \frac{t_e}{t_{lc}}. \quad (13)$$

图5给出了不同 Bo 数下界面波自由传播的无量纲终止时刻。可以看到,当 $Bo \leq 38$ 时,界面波自由传

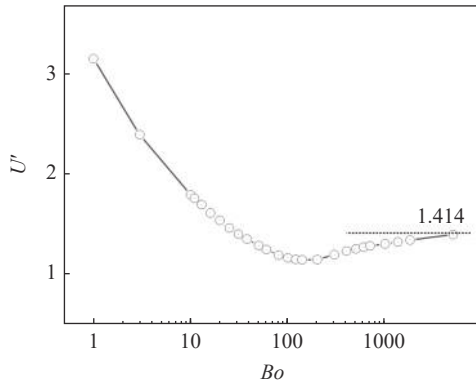


图4 不同 Bo 数下界面波的无量纲传播速度变化情况
Fig. 4 Change of the dimensionless propagation velocity of the interface wave under different values of the Bond number

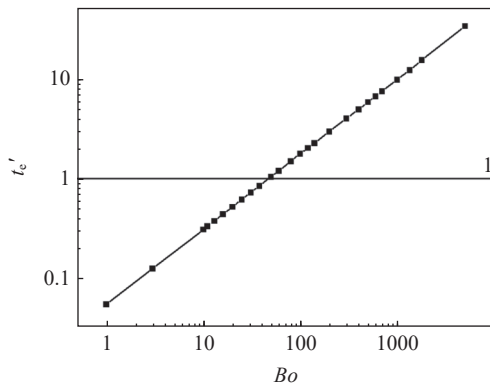


图5 不同 Bo 数下界面波自由传播的无量纲终止时刻
Fig. 5 Dimensionless termination moments of free propagation of interface waves for different Bo numbers

播阶段的无量纲终止时刻小于1,此时界面波的运动完全由壁面附近的毛细力爬升所驱动,阻碍液面爬升的是液体惯性,液面毛细力和液体惯性力间的平衡关系即

$$We = \frac{\rho R U^2}{\sigma} \sim 1. \quad (14)$$

从式(14)可以得到,此时界面波传播的特征速度 $U \sim (\sigma/\rho R)^{1/2}$ 。引入 Froude 数 $Fr = u/(gR)^{1/2}$ 表示惯性力与重力的相对比值,可以得到 Bo 数较小时界面波传播速度满足如下标度关系:

$$Fr \sim Bo^{-1/2}. \quad (15)$$

拟合本文数值模拟结果可以得到比例系数为 3.143,即 $Fr = 3.143 Bo^{-1/2}$ 。利用式(9)可以将 Fr 数改写成

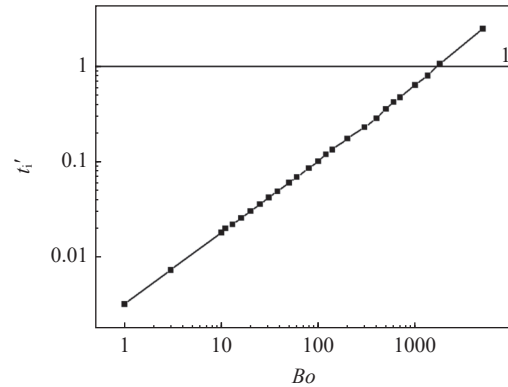


图6 不同 Bo 数下界面波自由传播的无量纲初始时刻
Fig. 6 Dimensionless initial moments of free propagation of interface waves for different Bo numbers

如下形式:

$$Fr = \frac{u}{u_0} \cdot \frac{u_0}{\sqrt{gR}} = U' \cdot Bo^{-1/4}. \quad (16)$$

联立式(15)和式(16),可以得到

$$U' \sim Bo^{-1/4}. \quad (17)$$

考虑到在小扰动波传播过程中,小波长 ($\lambda \ll l_c$, 其中 $l_c = (\sigma/\rho g)^{1/2}$ 为毛细长度或 Laplace 长度) 情形满足 $U' \sim (\lambda/l_c)^{-1/2}$ 。鉴于 $\lambda/l_c = (\lambda/R) Bo^{1/2}$, 式(17)表明在小 Bo 数条件下,无量纲扰动波长 λ/R 将是一个不依赖于 Bo 数的常数。基于数值模拟结果,可以得到 $\lambda/R \approx 0.1$ 。

图6给出了不同 Bo 数下界面波自由传播的无量纲初始时刻。可以看到,当 $Bo \geq 1800$ 时,界面波自由传播阶段的无量纲初始时刻将大于1。这表明近壁毛细主导的爬升已经停止,液体惯性作用消退,界面波动特征(例如波长)将由重力和毛细力决定,即毛细重力波。相应地,界面波的波数 k 可以表示为如下形式^[36]:

$$k^2 \sim O\left(\frac{\rho g}{\sigma}\right). \quad (18)$$

毛细重力波的群速度可表示为

$$u_{\text{group}} = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d\left(gk + \frac{\sigma k^3}{\rho}\right)^{1/2}}{dk}. \quad (19)$$

结合式(18),可得

$$u_{\text{group}} \sim \sqrt{2} \times \left(\frac{\sigma g}{\rho}\right)^{1/4} = 1.414 \times \left(\frac{\sigma g}{\rho}\right)^{1/4}. \quad (20)$$

根据图4中大 Bo 数极限 U' 趋近于 1.414, 上式中“ $\sim$ ”可直接代之以“ $=$ ”,进一步可以得到如下标度关系:

$$Fr = 1.414 Bo^{-1/4}. \quad (21)$$

对于中等 Bo 数, 界面波的运动由壁面处的毛细爬升和毛细重力波的传播二者共同主导, 即毛细力、惯性力和重力共同主导界面波的传播, 相关过程特征可以采用 Churchill-Usagi 关联方法进行拟合。为了更好表征过渡区特性, 引入衰减效应, 对经典的 Churchill-Usagi 关联方法进行了修正, 得到如下标度关系:

$$Fr = \left\{ \left(A \times e^{-C \times Bo} \times \frac{1}{Bo^{0.5}} \right)^n + \left[1.414 \times (1 - e^{-C \times Bo}) \times \frac{1}{Bo^{0.25}} \right]^n \right\}^{\frac{1}{n}} \quad (22)$$

式中, A , C 和 n 为待定拟合参数, 依赖于过渡区实际特征。基于本文数值模拟结果的最小二乘法拟合, 得到如下可涵盖 Bo 数全区域的标度关系:

$$Fr = \left\{ \left(3.143 \times e^{-0.00183 \times Bo} \times \frac{1}{Bo^{0.5}} \right)^{0.844} + \left[1.414 \times (1 - e^{-0.00183 \times Bo}) \times \frac{1}{Bo^{0.25}} \right]^{0.844} \right\}^{\frac{1}{0.844}} \quad (23)$$

图 7 给出了式(23)与数值模拟结果的比较, 可以看出二者吻合得很好。此外, 基于数值模拟结果与大、小 Bo 数极限情形中变化趋势的偏离程度, 建议在重力突降情形中, 气液界面波自由传播过程中的毛细爬升区终止于 $Bo=20$, 而毛细重力波区则起始于 $Bo=2000$ 。

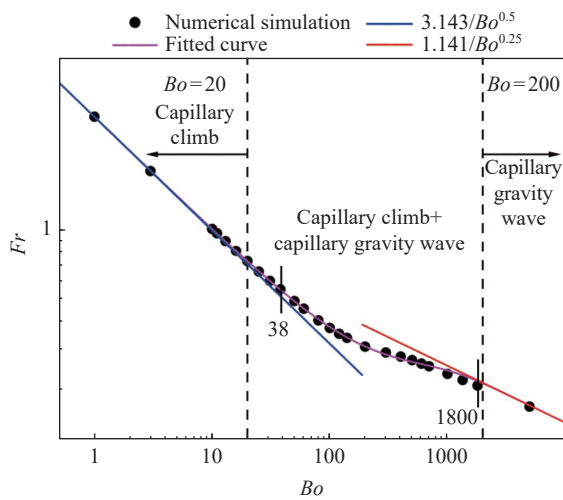


图 7 Fr 数与 Bo 数之间的标度关系

Fig. 7 Scaling relationship between the Fr number and Bo numbers

3 结论

数值模拟了贮箱内因重力突降引起的气液界面波的自由传播过程, 研究了 Bo 数从 1~5000 范围内界面波的传播规律, 得到如下的主要结论。

(1) 贮箱内界面波的传播速度随着 Bo 数的增加而增大。

(2) 当 $Bo \geq 2000$ 时, 界面波的传播由重力和毛细力共同决定, 处于毛细重力波区, 其特征传播速度为 $(g\sigma/\rho)^{1/4}$, 传播速度满足标度规律 $Fr=1.414Bo^{-1/2}$ 。

(3) 当 $Bo \leq 20$ 时, 界面波的传播由毛细力和惯性力共同作用的毛细爬升所决定, 处于毛细爬升区, 其特征传播速度为 $(\sigma/\rho R)^{1/2}$, 传播速度满足标度规律 $Fr=3.143Bo^{-1/4}$ 。

(4) 采用引入衰减效应的 Churchill-Usagi 关联方法进行拟合, 得到了可以涵盖 Bo 数全范围的界面波传播速度标度关系, 统一描述了毛细爬升区、过渡区和毛细重力波区界面波自由传播过程特征。

参考文献

- [1] KARTUZOVA O V, KASSEMI M. CFD jet mixing model validation against Zero-Boil-Off tank (ZBOT) microgravity experiment[C]//Proceedings of the AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum. Indianapolis: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2019
- [2] GUO Bin, ZHAO Jianfu, LI Kai, et al. Numerical study on thermal destratification in large scale hydrogen propellant tank in space by jet injection under zero gravity condition[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2021, **53**(4): 1170-1182 (郭斌, 赵建福, 李凯, 等. 零重力条件下低温射流抑制大尺寸液氢储罐热分层的数值研究[J]. *力学学报*, 2021, **53**(4): 1170-1182)
- [3] LI J C, GUO B, ZHAO J F, et al. On the space thermal destratification in a partially filled hydrogen propellant tank by jet injection[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2022, **34**(1): 6
- [4] XIAO Liming, LI Xin, HU Shengchao, et al. Numerical simulation of free interface deformation of liquid propellant in upper stage tank under microgravity condition[J]. *Spacecraft Environment Engineering*, 2020, **37**(2): 115-119 (肖立明, 李欣, 胡声超, 等. 微重力条件下上面级贮箱液体推进剂自由界面变形数值模拟研究[J]. *航天器环境工程*, 2020, **37**(2): 115-119)
- [5] MASICA W J, PETRASH D A. Motion of Liquid-Vapor Interface in Response to Imposed Acceleration[R]. Washington: NASA, 1965
- [6] MASICA W J, PETRASH D A, OTTO E W. Hydrostatic Stability of the Liquid-Vapor Interface in a Gravitational

- Field[R]. Washington: NASA, 1964
- [7] MASICA W J, DERDUL J D, PETRASH D A. Hydrostatic Stability of the Liquid-Vapor Interface in A Low-Acceleration Field[R]. Washington: NASA, 1964
 - [8] BRETHERTON F P. The motion of long bubbles in tubes[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1961, **10**(2): 166-188
 - [9] GLUCK D F, GILLE J P. Fluid mechanics of zero-G propellant transfer in spacecraft propulsion systems[J]. *Journal of Engineering for Industry*, 1965, **87**(1): 1-8
 - [10] ABRAMSON H N. The Dynamic Behavior of Liquids in Moving Containers[R]. Washington: NASA, 1966
 - [11] WEISLOGE M M, HSIEH K C. Stability of Capillary Surfaces in Rectangular Containers: The Right Square Cylinder[R]. Washington: NASA, 1998
 - [12] DAVIES R M, TAYLOR G I. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes[J]. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Science*, 1950, **200**(1062): 375-390
 - [13] BERRY R L, TEGART J R. Experimental Study of Transient Liquid Motion in Orbiting Spacecraft[R]. Washington: NASA, 1975
 - [14] LABUS T L, MASICA W J. Liquid Reorientation in Spheres by Means of Low-G Accelerations[R]. Washington: NASA, 1968
 - [15] SALZMAN J A, MASICA W J. Experimental Investigation of Liquid-Propellant Reorientation[R]. Washington: NASA, 1967
 - [16] SALZMAN J A, MASICA W J, LACOVIC R F. Low Gravity Reorientation in A Scale-Model Centaur Liquid-Hydrogen Tank[R]. Washington: NASA, 1973
 - [17] HOCHSTEIN J I, PATAG A E, CHATO D J. Modeling of Impulsive Propellant Reorientation[R]. Washington: NASA, 1989
 - [18] PATAG A E, HOCHSTEIN J I, CHATO D J. Modeling of pulsed propellant reorientation[C]//Proceedings of the 25 th Joint Propulsion Conference. Monterey: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1989
 - [19] HOCHSTEIN J I, PATAG A E, KORAKIANITIS T P, *et al.* Pulsed thrust propellant reorientation: concept and modeling[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 1992, **8**(4): 770-777
 - [20] CONCUS P. Static menisci in a vertical right circular cylinder[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1968, **34**(3): 481-495
 - [21] PETRASH D A, NELSON T M, OTTO E W. Effect of Surface Energy on the Liquid-Vapor Interface Configuration During Weightlessness[R]. Washington: NASA, 1963
 - [22] SIEGERT C E, PETRASH D A, OTTO E W. Time Response of Liquid-Vapor Interface After Entering Weightlessness[R]. Washington: NASA, 1964
 - [23] HOCKING L M. The damping of capillary-gravity waves at a rigid boundary[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1987, **179**: 253-266
 - [24] KAUKLER W F. Fluid oscillation in the drop tower[J]. *Metallurgical Transactions A*, 1988, **19**(11): 2625-2630
 - [25] WOLK G, DREYER M, RATH H J, *et al.* Damped oscillations of a liquid/gas surface upon step reduction in gravity[J]. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1997, **34**(1): 110-117
 - [26] MICHAELIS M, DREYER M E, RATH H J. Experimental investigation of the liquid interface reorientation upon step reduction in gravity[J]. *Annals of the New York Academy of Sciences*, 2002, **974**(1): 246-260
 - [27] MICHAELIS M, GERSTMANN J, DREYER M E, *et al.* Damping behavior of the free liquid interface oscillation upon step reduction in gravity[J]. *Proceedings in Applied Mathematics and Mechanics*, 2003, **2**(1): 320-321
 - [28] STIEF M, DREYER M. Experimental investigation of surface reorientation and oscillations of liquid nitrogen[C]//Proceedings of the 56 th International Astronautical Congress of the International Astronautical Federation, the International Academy of Astronautics, and the International Institute of Space Law. Fukuoka: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005
 - [29] LI J C, LIN H, ZHAO J F, *et al.* Dynamic behaviors of liquid in partially filled tank in short-term microgravity[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2018, **30**(6): 849-856
 - [30] LI J C, LIN H, LI K, *et al.* Liquid sloshing in partially filled capsule storage tank undergoing gravity reduction to low/micro-gravity condition[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2020, **32**(4): 587-596
 - [31] LI J C, LIN H, LI K, *et al.* Dynamic behavior in a storage tank in reduced gravity using dynamic contact angle method[J]. *Microgravity Science and Technology*, 2020, **32**(6): 1039-1048
 - [32] WEI Lie, DU Wangfang, ZHAO Jianfu, *et al.* Numerical study on gas-liquid interface waves in partially filled tanks under microgravity condition[J]. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2022, **54**(4): 1004-1011 (魏列, 杜王芳, 赵建福, 等. 微重力条件下部分充液贮箱气液界面波动特性的数值模拟[J]. *力学学报*, 2022, **54**(4): 1004-1011)
 - [33] HIRT C W, NICHOLS B D. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries[J]. *Journal of Computational Physics*, 1981, **39**(1): 201-225
 - [34] BRACKBILL J U, KOTHE D B, ZEMACH C. A continuum method for modeling surface tension[J]. *Journal of Computational Physics*, 1992, **100**(2): 335-354
 - [35] WEISLOGEL M M. Fluid interface phenomena in a low-gravity environment: recent results from drop tower experimentation[J]. *Space Forum*, 1998, **3**: 59-86
 - [36] ZHUANG Lixian, YIN Xieyuan, MA Huiyang. Fluid Mechanics[M]. 2 nd ed. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2009 (庄礼贤, 尹协远, 马晖扬. 流体力学[M]. 2版. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2009)