限位液滴瞬时失重自激振荡*

石峰[1)] 李伟斌[2)] 李景庆[1)] 蓝鼎[2)†] 王育人[2)‡]

1) (天津大学材料科学与工程学院, 天津 300072)

2) (中国科学院力学研究所, 微重力重点实验室, 北京 100190)

(2015 年 5 月 11 日收到; 2015 年 6 月 8 日收到修改稿)

为探索重力瞬变引起的约束液滴自激振荡机理, 本文利用落塔装置模拟短时微重力环境并借助高速 CCD 记录圆形限位基片上液滴整个过程的运动情况. 自激振荡是微重力下液滴形态的重整恢复过程, 边界的限位作用使得液滴在整个运动过程接触线钉扎不变, 具体可分为两个阶段: 首先是振荡的高低点位置高度渐进上升的液滴形态变化阶段, 与重力环境渐进变化有关; 而后是平衡位置附近的阻尼衰减振荡阶段, 此时振荡的频率恒定, 振幅衰减类似孤立黏性液滴的指数衰减过程. 对于第二阶段, 在高低点等位置处存在高度不变过程, 高度起伏变化时液滴振荡模式类似自由液滴二阶振荡, 高度不变时振荡模式类似自由液滴三阶振荡. 此外, 对于本实验体系的恒定接触面积的钉扎约束, 液滴的体积量不同时, 内驱振荡的阶段和模式不变, 但具体的振荡过程有所不同. 对于大体积液滴, 会在初始振荡的中间位置出现高度不变现象, 并且随振荡逐渐消失; 而小液滴中间位置则不存在此现象, 波形较一致; 第二阶段小体积液滴振幅衰减的阻尼率更大, 无量纲频率也更高.

关键词: 微重力, 限位基片, 自激振荡, 液滴体积

PACS: 68.08.–p, 68.03.Cd, 47.55.np, 62.25.Jk **DOI:** 10.7498/aps.64.196801

1 引 言

液滴振荡是一个经典有趣的现象, 实验研究可追溯到18世纪, Rayleigh [1] 首先在理论上描述了非黏性孤立液滴的小振幅振荡频率. 而后研究者分别开展了黏度 [2]、液体表面活性 [3], 以及液滴所处状态如旋转 [4,5]、动态活跃环境流体 [6,7], 振幅等 [8,9] 对自由液滴振荡的影响. 20世纪后期, 依附于管壁或固体基片的液滴振荡行为开始受到研究者的关注 [10−12], 因其振荡行为反映了流体的物理特性如黏度、表面张力 [13,14] 等, 因此可广泛应用于分离 [15]、雾化 [16,17]、液滴操控 [18,19] 等. 而后随着空间科学技术的发展, 其研究又扩展至零 (微) 重力环境 [20,21], 因为无重力影响, 振荡更加反应流体的本征物理特性. 尤其对于晶体生长 [22], 微重力下不存在重力导致的浮力对流以及由于密度差所形成的固液自然分离, 因此可获得理想的高纯度、均质单晶. 此外, 液滴振荡在喷墨打印 [23], 液镜 [24], 超疏水表面 [25] 等领域也有广泛应用.

针对微重力下约束液滴的振荡行为, 国内外学者展开了一系列具体研究. Rodot 等 [26] 利用水浮法模拟微重力进行了接触线处引发的轴向强迫液滴振荡试验, 研究了液滴形态、振荡频率、振幅等与固液表面尺寸、强迫振荡的特征、黏度的依赖关系. Strani 和 Sabetta 理论上分析了与球形碗部分接触的非黏性 [27] 和黏性 [28] 液滴的小幅度振荡, 发现相比于孤立液滴, 支撑液滴另存在一个初始的一

* 国家自然科学基金 (批准号: 11202209) 和中国科学院战略性先导科技专项 (A 类)(批准号: XDA04020202, XDA04020406) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: landing@imech.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: yurenwang@imech.ac.cn

© 2015 中国物理学会 Chinese Physical Society

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

阶低频振荡模式. Siekmann 和 Schilling [29] 利用边界有限元模拟确认了 Strani 等的理论. Olgac 等 [30] 通过数值计算模拟了疏水平衬底上接触的黏性液滴小幅振荡, 重点讨论了接触角对初始模式振荡频率的影响. Bostwick 和 Steen [31] 利用光谱分析的方法研究了在接触圆上固定液滴的自由振荡, 发现液滴也引入了一种新的低频振荡模式. Theisen [32] 及 Ramalingam [33] 等也通过建立双液滴耦合系统讨论了约束液滴的初始振荡问题.

上述的振荡研究多为受迫的部分界面接触液滴振荡, 且接触方式多为圆柱面约束或填充圆柱孔板等, 部分研究为理论模型计算, 直接忽略了重力影响, 与实际情况有所偏差. 而对与空间液滴的实际状态, 基片上限位约束下的振荡模式, 尤其是内储能释放导致的自激振荡研究比较少见. 朱自强等 [34,35] 虽然利用落塔观察了重力变化引起的不同表面上的正置液滴和倒置液滴的振荡状况, 但偏向于液滴外形及接触角变化与液滴内部流动关系分析, 且实验中接触线有滑移, 并没有对这种自激振荡的模式、基本特性、规律等深入研究. 而事实上, 在航空领域, 诸多因素都会造成航天器中的液体产生自激振荡, 作为激励源有重力的改变、卫星中的微小振动 (g-jetter)、调姿过程中加速度矢量的改变等等. 因此, 研究处于微重力状态下液滴的自激振荡, 对揭示这些工程实际应用中的规律性行为有很重要的意义.

针对上述问题, 本文通过落塔装置模拟短时微重力环境, 利用高速 CCD 记录重力瞬变时固定接触的限位基片上液滴的振荡过程. 亲疏水边界的限位作用使得整个过程接触线不滑移, 避免了固体表面特性对振荡的干扰. 另外, 由于钉扎作用, 也可以很方便的在特定接触面积下滴加不同体积液体, 比较不同无扰半径、初始接触角下的液滴振荡问题.

2 实验方法

微重力实验是利用中国科学院力学研究所国家微重力实验室的百米落塔单舱实验平台完成, 采用电磁控制释放落舱, 自由下落至一定高度时利用弹性可控减速装置回收. 整个过程重力水平的采样频率为 50 Hz, 本实验重力变化曲线如图 1 所示, 释放后约经过 0.2 s 进入微重力环境, 持续约 3.62 s 触网回收, 微重力水平 $10^{-5}g_0$. 在舱体内部的平台上搭载实验系统, 包括实验基片、注液装置、照明装置及观察记录系统. 图 2 为实验系统示意图, 在可调节高度的平移台上固定实验基片, 基片正上方悬空固定移液枪 (20—200 μl), 利用步进电机完成精确注液. 液滴一侧安装 LED 光源 (12 V, 10 W) 提供照明, 另一侧安装高速 CCD 相机 (TRI-VIT, 瑞士 AOS) 拍摄动态图像, 分辨率为 900 × 512, 帧频为 500 fps, 液滴背后放置背景纸减弱光反射干扰.

实验是在温度为 25 °C、湿度为 30% 的密闭舱体环境下完成. 液体为超纯水, 基片为自制的边界亲疏水交替的限位基片 [36]. 图 3 (a) 是圆形接触形状的限位基片, 接触半径为 2.5 mm, 白色区域即疏水涂层, 厚度约为 60 μm. 图 3 (b) 是滴加 110 μl 纯水时的液滴形态图, 图中静态接触角为钝角, 通过改变液体体积量, 液滴高度和接触角大小可控. 利用 MaxTRAQ 软件可提取液滴的轮廓线坐标、高度、接触角、振荡频率等数据信息进行分析.

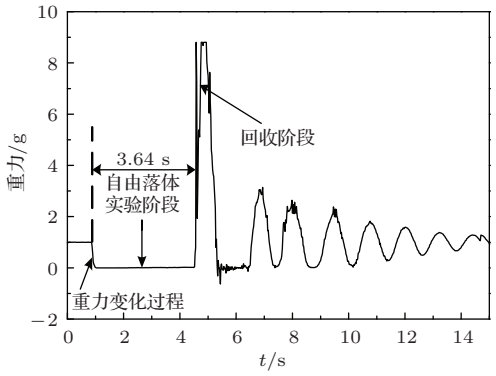

图 1 实验微重力水平曲线

Fig. 1. Microgravity level curve of drop tower experiment.

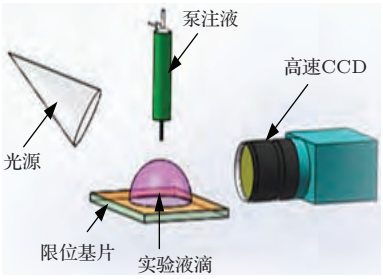

图 2 实验系统示意图

Fig. 2. Schematic diagram of experimental system.

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

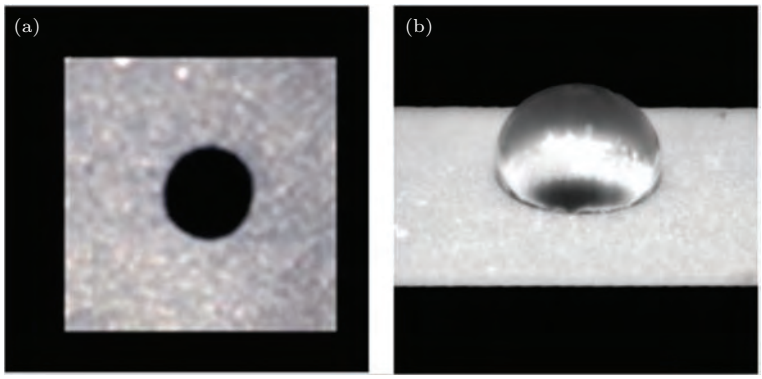

图3 亲疏水限位基片 (a) 5 mm 直径的圆形接触基片实物图; (b) 滴加 110 μl 纯水时的液滴形貌图

Fig. 3. Hydrophobic /hydrophilic confined substrate: (a) picture of substrate with 5 mm diameter contact circle; (b) morphology of droplet with 110 μl pure water on the confined substrate.

3 结果与讨论

3.1 限位液滴瞬时失重自激振荡过程

固体表面液滴的形状由重力和表面张力共同决定, 受毛细长度 ($l_c = (\gamma/\rho g)^{1/2}$) 影响. 当液滴尺寸小于毛细长度时, 其外形主要取决于表面张力. 对微重力 (落塔 $10^{-5}g_0$) 下液滴而言, 其毛细长度可达到数百毫米, 呈现为圆球形; 而常重力下, 纯水液滴的毛细长度约为 2 mm, 减小了两个数量级, 体积力的作用使得液滴发生变形, 扁化为类椭球状. 因此对于瞬时失重的液滴, 伴随毛细长度的急剧变化, 表面张力会使得液滴形状发生重整, 重整的速度 $u = (\gamma/\rho L)^{1/2}$. 在恢复自由状态的过程中, 存储的表面能释放, 驱动液滴发生类似弹簧的阻尼振荡. 首先是惯性作用下液滴凸起上升, 到达一定位置处, 在表面发生快速振荡, 其后逐渐趋于静止.

图4是110 μl纯水液滴瞬时失重后振荡重整过程高度变化示意图, 取值点为每个振荡的最高点和最低点位置, 纵坐标是最高点和最低点时液滴高度 h 与常重力下液滴初始高度 h_0 的比值, 图中的数据为截止到微重力2.5 s左右的振荡情况, 以后的振荡趋势基本保持不变. 从图中可以看到整个过程高度变化明显分为两个阶段, 初始的高低点高度渐进上升阶段和后续的微重力下平衡位置附近的小振幅阻尼衰减振荡. 第一阶段是液滴高度上升, 形状恢复呈现一个渐进变化的过程, 因为如图1中所示, 舱体释放后, 重力变化过程持续约 0.2 s, 而液滴外形是与所处的重力加速度环境直接相关的. 如图5建立模型, 常重力下给定体积 V 的液滴在水平光滑固体表面的剖面图, 液滴的轮廓由下式决定[37]:

$$\gamma_{\rm lv}\left(\frac{1}{R_1}+\frac{1}{R_2}\right)=\Delta p_0+\rho g z, \tag{1}$$

其中, R_1, R_2 为液面处曲面的主曲率半径, Δp_0 为液面的内外压强差, ρ 为液体密度, g 为重力加速度, $\gamma_{\rm lv}$ 为液体的表面张力. 液滴振荡速率较快, 在整个重力环境变化时间段内振荡了不止一次, 随重力加速度不断减小, 弯月面平均半径变大, 高低点位置对应上升, 最终到达微重力时的稳定高度.

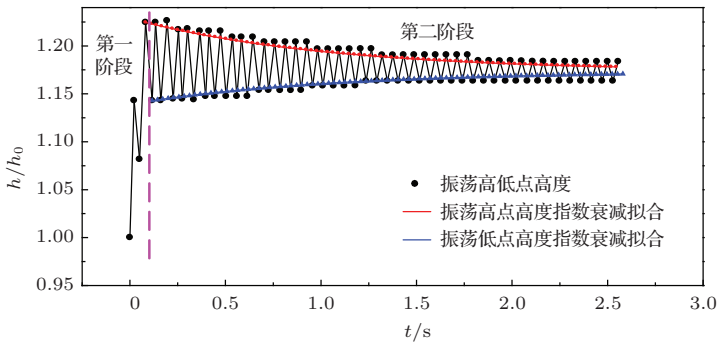

图4 (网刊彩色) 110 μl 液滴自激振荡过程高度变化曲线图

Fig. 4. (color online) Altitude variation of 110 μl drop in the self-excited oscillation process.

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

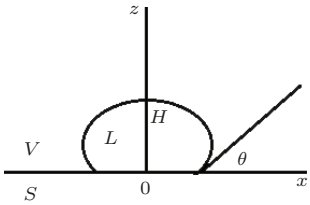

图5 常重力下液滴的剖面示意图

Fig. 5. Sketch map of droplet profile in normal gravity.

对于第二阶段, 微重力下小振幅振荡围绕的平衡位置即第一阶段上升的最终稳定高度, 由于液滴内部的黏滞阻力及接触线轴向上的阻尼作用等, 能量不断耗散, 振荡幅度也逐渐衰减. 其中, 衰减的程度由快到慢变化, 这是因为初期振荡较为剧烈, 接触角变化范围大, 接触线的阻尼作用明显, 液滴内部及表面的流体运动也都较迅速. 之后随着流动减弱, 振荡幅度不断减小. 后期则主要是表面处的微弱振荡, 形变量及变化速率显著下降.

图6是液滴自激振荡两个阶段对应的初次振荡形貌变化具体过程, 图(i, iii, v)分别对应振荡在最低点起振上升至最高点再回复到最低点的形貌, 图(ii, iv)是凸起和下降过程中间时的形貌, 相邻图片的时间间隔约为0.014 s. 从图中可以看出整个过程液滴的接触线和接触直径一直固定不变, 水平方向上没有滑移, 只在轴向高度、接触角及外形上有变化, 并且具有对称性, 边界处的钉扎效应明显. 图6(a)中液滴第一阶段初次振荡形貌变化较大, 振荡回复到最低点时高度明显大于起振时的高度, 平均曲率半径变大, 但外轮廓仍偏离理想圆形. 图6(b)中液滴第二阶段初次振荡形貌变化较小, 振荡的最低点位置高度基本不变, 振荡中间位置的液滴呈现较完美球形, 这也与图4中振荡高度的变化是一致的.

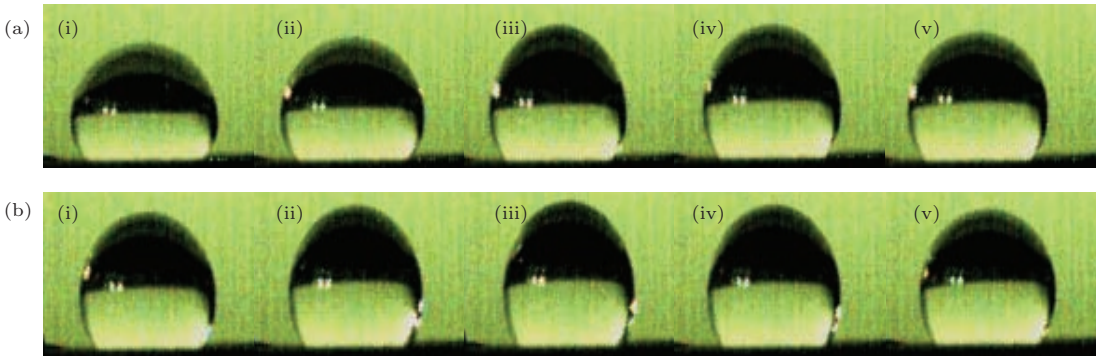

图6 110 μl液滴两阶段初次振荡形变 (a)第一阶段初次振荡形变过程; (b)第二阶段初次振荡形变过程

Fig. 6. Images of first oscillation deformation with 110 μl drop at two stages separately: (a) first oscillation deformation process at the first stage; (b) first oscillation deformation process at the second stage.

3.2 微重力下限位液滴的振荡特性

整个过程110 μl液滴共振荡了65次, 比较发现, 第一阶段液滴振荡时所处的重力环境不断变化; 而第二阶段处于稳定的微重力环境, 基本体现类自由振荡特性, 各振荡的时间基本一致, 频率约为(17.86±0.32) Hz. 为更清楚分析接触线钉扎对微重力下的液滴振荡影响, 将第二阶段前15次振荡液滴高度具体变化过程描绘出, 如图7所示, 相邻点间隔0.002 s. 从图中可以看出此时的振荡波形不是呈现理想的正弦函数曲线, 在振荡前期的局部存在尖劈、分岔等现象, 最高点、最低点位置及中间位置处存在平台段, 即高度基本不变, 而液滴的径向宽度及外轮廓有一定程度改变. 随着振荡进行, 中间位置处的平台段逐渐消失, 到后期振荡的波形较为一致. 高低点位置高度不变是因为液体运动方向改变时, 各部位流动速度矢量不同, 存在黏滞阻力, 有形变滞后效应, 此时能量黏性耗散明显. 对于初始振荡中间位置的高度不变过程主要是因为前期振荡激烈, 接触角变化范围大, 接触线阻尼作用明显, 液滴顶部和底部液体运动速度不一致, 整体不协调.

对图7中数据进行处理并做快速傅里叶变换, 得到如图8所示的频谱图. 由图可知出现两个波峰, 可见固定接触线对液滴振荡产生了明显的影响. 其中, 第一个波峰对应的频率为(17.58±0.48) Hz, 与实测的频率基本相同; 第二个波峰对应的频率为(46.39±0.48) Hz, 即液滴的振荡模式发生改变. 分

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

别对第二阶段液滴连续凸起上升阶段和平台段的振荡模式进行具体对比分析. 图9 (a) 是液滴连续凸起时, 利用读取的轮廓线点坐标描绘液滴外形并进行叠加, 时间间隔为6 ms, 得到其振荡模态模拟图. 发现基片限位作用在液体底部引入两钉扎点, 更易引起液滴的振荡, 此时在振荡表面有2个公共驻点, 运动时顶部轮廓线向外扩张, 底部轮廓线向内收缩, 其形变与孤立液滴的二阶振荡相似. 而对于平台段的振荡形变方式与上述过程明显不同, 以最低点位置处的外形变化为例, 测量发现, 虽然形变量小, 但靠近顶部和底部的液滴外轮廓线均向外

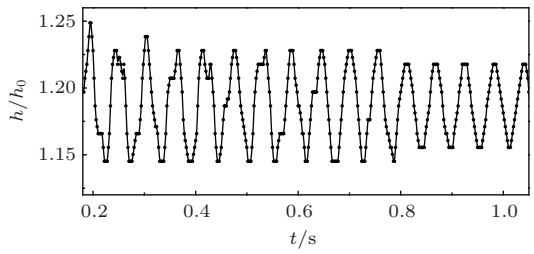

图7 110 μl液滴第二阶段前15次振荡高度变化曲线

Fig. 7. Altitude variation of 110 μl drop oscillation for the initial 15 times at the second stage.

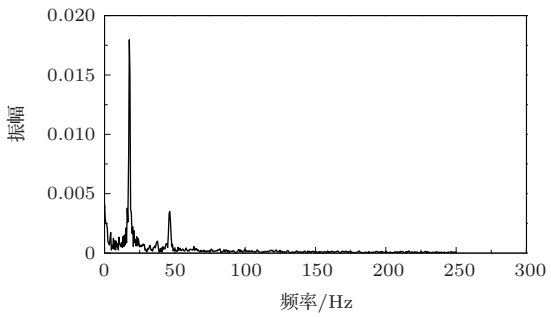

图8 110 μl液滴振荡第二阶段频谱分析图

Fig. 8. Spectrum analysis diagram of 110 μl drop oscillation at the second stage.

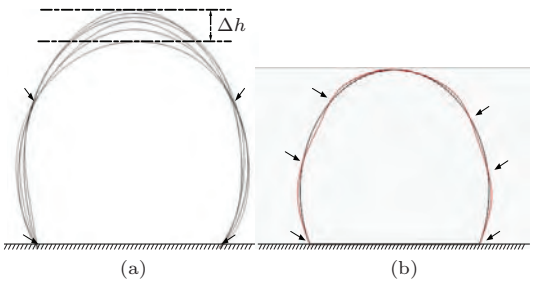

图9 110 μl液滴第二阶段振荡不同模态分析图 (a) 高度上升过程; (b) 高度不变时段

Fig. 9. Modes analysis of 110 μl drop oscillation at the second stage: (a) altitude raised up process; (b) constant height time.

扩张, 中间部分的轮廓线微微内缩, 其振荡示意图如图9 (b) 所示, 此时表面驻点为4, 形变近似孤立液滴的三阶振荡.

对第二阶段液滴两种模式的振荡频率进行分析. 一般对于界面接触的液滴振荡, 其频率的计算实际上可归结于求解边界微积分方程的特征值问题, 振荡频率可表示为

$$\omega_n = \sqrt{\frac{\gamma}{\rho R^3 \lambda_n(\theta_c)}}, \tag{2}$$

其中, γ, ρ, R分别为液体的表面张力、密度及微重力下液滴无扰时的半径, λ_n是n阶振荡时的特征值, 与微重力下的初始接触角θ_c有关. 而对于本实验体系下, 给定体积V, 微重力下在圆形钉扎位置 (半径为r) 处稳定的液滴, 其半径R可通过下式求得:

$$\frac{4}{3}\pi R^3 - \frac{\pi}{3}(R+H)(2R-H)^2 = V, \tag{3}$$

$$(H-R)^2 + r^2 = R^2. \tag{4}$$

其中, H为微重力下稳定液滴顶端距离界面钉扎位置处的高度. 计算得液滴无扰半径约为3.16 mm. 对于理论上同半径的自由液滴$\left(\omega_n^2 = \dfrac{n(n-1)(n+2)\gamma}{\rho R^3}\right)$, 对应的二阶振荡频率约为21.63 Hz, 三阶振荡频率约为41.86 Hz. 考虑到液滴实际上与基片直接接触限位, 可认为与频谱分析呈现较好一致性.

此外, 本文也对第二阶段液滴的高度衰减规律展开了研究. 对于一般与基片部分界面接触的液滴, Olgac给出了浸入环境流体的液滴振荡高度指数衰减变化形式[30]:

$$\frac{h - h_{\rm eq}}{h_i - h_{\rm eq}} = {\rm e}^{-\tau t}, \tag{5}$$

其中, $h_{\rm eq}$是平衡高度, h_i是第二阶段振荡初始最高点高度, τ是对应高度指数衰减的阻尼率. 这种主要由于界面附近边界层流动带来的黏滞损失引起的指数振荡衰减与孤立液滴衰减情况类似. 而对于与空气接触的界面约束液滴振荡时, 边界层的流动造成的损失是可忽略的, 也近似看作孤立黏性液滴的振荡, 此时,

$$\tau = \frac{(n-1)(2n+1)}{R^2}\nu, \tag{6}$$

其中, ν是液体运动黏滞系数, 能量损失主要是由于来自于内部的黏滞耗散. 对于本实验这种限位

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

基片钉扎的液滴振荡, 与理论上的孤立液滴指数衰减形式相比较, 如图4中模拟曲线所示, 结果呈现较好的一致性. 这是因为接触线上的阻尼作用主要体现在初始阶段, 但此时液滴径向位置始终没有移动. 当轴向高度变化时, 其变化范围也很小, 在0.26 mm左右, 质心移动范围更小, 因此接触线的能量耗散作用不明显. 整个过程能耗主要体现在高度不变时液滴径向收缩与扩张等产生的黏滞内耗, 因此接触线钉扎对振幅衰减的影响可忽略. 此外, 对于图形局部的振荡高低点高度不变是因为振荡的振幅很小 ($|\Delta h/R| \ll 1$), 且衰减的程度也很小, 代入有关参数 ($\nu = 1.004 \times 10^{-6}$ m^2/s, $n = 2$, $R = 3.16$ mm, $T = 0.056$ s), 相邻两个振荡最高点高度与平衡位置高度差值的关系为 $h_{i+1} - h_{\rm eq} \approx 0.97(h_i - h_{\rm eq})$, 变化超出了分辨范围.

3.3 不同体积限位液滴自激振荡对比

限位基片接触圆面积不变, 改变液体滴加量时, 由于边界的三重线锚定, 可方便快速改变接触角. 比较110 μl/80 μl的纯水液滴, 微重力时的稳定接触角 θ_c 分别约为127.54° 和112.03°(误差±3°). 图10是圆形限位基片上80 μl液滴高度在微重力阶段的变化趋势图, 与110 μl液滴的变化(图4)类似, 整个过程也分为相同的两个阶段, 即第一阶段高低点高度渐进上升及后续的小振幅快速振荡过程, 衰减形式与孤立液的指数衰减形式也呈现较好的一致性.

小液滴两阶段内驱振荡模式及形变方式等与大液滴基本相同, 但具体过程又有所区别. 如图11所示, 是110 μl和80 μl纯水液滴失重初期的高度变化. 小液滴振荡波形不存在分岔等异常, 前后较为一致, 类似大液滴的中后期振荡形式. 此外, 小液滴振荡中间位置处不存在平台段, 只在最高点和最低点位置存在, 这是因为小液滴振荡时接触角和外形变化较小, 更趋近于整体协同振荡. 此外, 大液滴在高低点时的平台段持续时间更长, 这是因为大液滴质量大, 惯性作用明显, 难以对快速的变化及时做出响应.

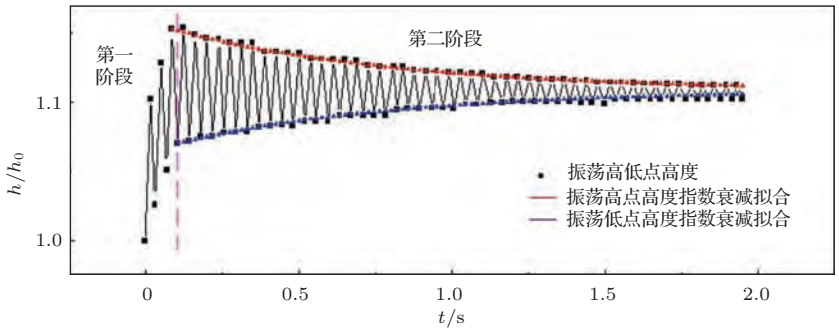

图10 (网刊彩色) 80 μl小液滴自激振荡过程高度变化曲线图

Fig. 10. (color online) Altitude variation of 80 μl drop in the self-excited oscillation process.

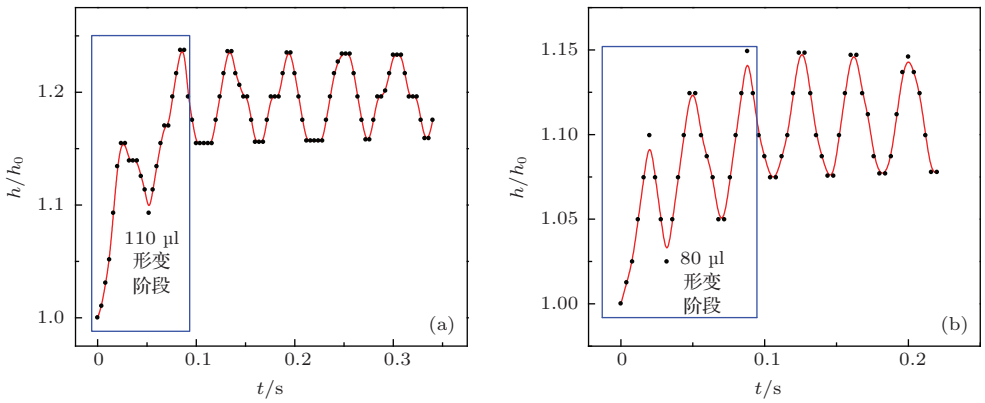

图11 (网刊彩色) 两液滴 (80 μl/110 μl) 失重后0.2 s内高度变化曲线 (a) 110 μl; (b) 80 μl

Fig. 11. (color online) Altitude variation curve of 80 μl and 110 μl drops within 0.2 s after weightlessness: (a) volume with 110 μl; (b) volume with 80 μl.

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

对于第一阶段的振荡过程, 比较0.1 s内变化, 发现80 μl液滴形态恢复速度明显快于110 μl液滴, 振荡次数更多, 这与上述的整形速度与液滴球径尺寸成反比相一致. 图12是两液滴第一阶段振荡的具体过程, 小液滴外形变化与大液滴基本相同, 但振荡的波形明显更近似于正弦曲线.

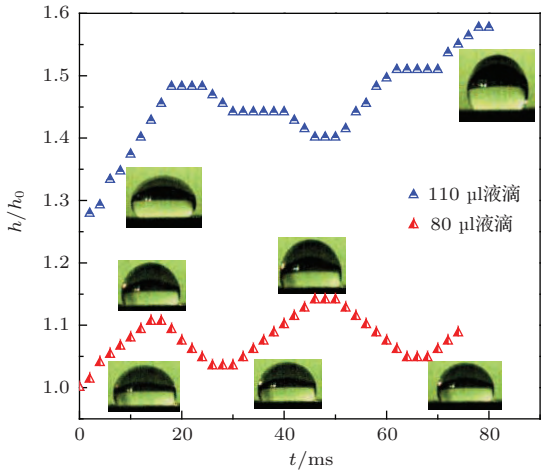

图12 (网刊彩色) 第一阶段振荡时两液滴 (80 μl/110 μl) 高度变化比较

Fig. 12. (color online) Altitude variation comparison of 80 μl and 110 μl drops at the first oscillation stage.

第二阶段两液滴初始振荡的高低点h/h_0差值基本一致, 但小液滴衰减的幅度和速率更大, 即阻尼率与液滴尺寸成反比. 此外, 小液滴稳定振荡时的时间也基本一致, 对应频率为(25.64±0.64) Hz左右, 液滴无扰半径约为2.71 mm. 由(2)式将频率无量纲化:

$$\omega'_n = \left(\frac{\rho R^3}{\gamma}\right)^{1/2} \omega_n = \lambda_n^{-1/2}. \tag{7}$$

分别计算限位液滴一阶低频振荡的无量纲频率发现, $\omega'_{110}/\omega'_{80} \approx 0.88$, 即大液滴的无量纲频率小于小液滴, 这与接触角大于90°时, 基片接触液滴振荡的无量纲频率理论上与接触角θ_c大小成反比的规律是吻合的, 这也提供了一种通过体积量变化快速方便研究接触角与无量纲频率变化规律的方法.

4 结 论

本文利用落塔装置研究了固定接触的限位基片上纯水液滴重力瞬变时的自激振荡过程, 主要得出以下结论.

对于液滴的自激振荡, 实际上是微重力下液滴形态的重整恢复过程. 由于钉扎效应, 整个运动过程接触线固定不变. 高度变化主要包括两个阶段: 初始的高度渐进上升和后续的平衡位置附近的小振幅衰减过程. 第一阶段主要是由于重力环境变化引起的液滴形貌变化, 变形速度与液滴尺寸成反比. 第二阶段振荡的频率基本不变, 振幅成指数关系衰减, 近似于孤立黏性液滴二阶自由振荡衰减过程. 振荡波形上存在高度不变的平台段, 在高度起伏时, 发生类似于自由液滴的二阶振荡模式, 而在高度不变时, 接触线的钉扎使得液滴径向发生轮廓线的扩展与收缩, 发生类似自由液滴的三阶振荡模式.

当圆形限位基片上滴加不同体积量液滴 (80 μl/110 μl), 两液滴的振荡模式和形变阶段是一致的, 但具体过程有所区别. 相比之下, 小液滴只在振荡的高低点位置存在高度不变现象, 波形较稳定, 类似正弦函数变化; 而大液滴除此之外, 在振荡中间位置处也存在较长的高度不变现象, 随时间逐渐消失, 振荡波形存在尖劈、分岔等现象, 这是因为初始时的大液滴上下部振荡不协调, 惯性作用明显. 此外, 第二阶段振荡时小液滴高度指数衰减的阻尼率更高, 振荡的固有频率也较大. 小液滴的无量纲频率ω'_n也大于大液滴, 证实了接触角大于90°时, 基片接触液滴振荡的无量纲频率与接触角大小成反比.

参考文献

[1] Rayleigh J 1879 *Proc. R. So. London* **29** 71
[2] Lamb H 1932 *Hydrodynamics* (London: Cambridge University)
[3] Apfel R E, Tian Y, Jankovsky J, Shi T, Chen X, Holt R G, Trinh E, Croonquist A, Thornton K C, Sacco A Jr., Coleman C, Leslie F W, Matthiesen D H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1912
[4] Busse F H 1984 *J. Fluid Mech.* **142** 1
[5] Patzek T W, Basaran O A, Benner R E, Scriven L E 1995 *J. Comput. Phys.* **116** 3
[6] Miller C A, Scriven L E 1968 *J. Fluid Mech.* **32** 417
[7] Basaran O A, Scott T C, Byers C H 1989 *AIChE J.* **35** 1263
[8] Tsamopoulos J A, Brown R A 1983 *J. Fluid Mech.* **127** 519
[9] Patzek T W, Benner R E, Basaran O A, Scriven L E 1991 *J. Comput. Phys.* **97** 489
[10] Noblin X, Buguin A, Brochard W F 2004 *Eur. Phys. J. E* **14** 395
[11] Zhou J C, Geng X G, Lin K J, Zhang Y J, Zhang D Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 216801 (in Chinese) [周建臣, 耿兴国, 林可君, 张永建, 臧渡洋 2014 物理学报 **63** 216801]

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

[12] Jiang C G, Shi L T, Zhou P, Wu C W 2011 *Chin. Sci. Bull.* **56** 3082
[13] Mukherjee S, Johnson W L, Rhim W K 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 014104
[14] Franses E I, Basaran O A, Chang C H 1996 *Curr. Opin. Colloid Interface Sci.* **1** 296
[15] Basaran O A, Depaoli D W 1994 *Phys. Fluids* **6** 2923
[16] James A J, Vukasinovic B, Smith M K, Glezer A 2003 *J. Fluid Mech.* **476** 1
[17] James A J, Vukasinovic B, Smith M K, Glezer A 2003 *J. Fluid Mech.* **476** 29
[18] Daniel S, Chaudhury M K, De Gennes P G 2005 *Langmuir* **21** 4240
[19] Celestini F, Kofman R 2006 *Phys. Rev. E* **73** 041602
[20] Fujii H, Matsumoto T, Nogi K 2000 *Acta Mater.* **48** 2933
[21] Liang R, Chen Z 2009 *Microgravity Sci. Technol.* **21** 247
[22] Bisch C, Lasek A, Rodot H 1982 *J. Mec. Theor. Appl* **1** 165
[23] Basaran O A, DePaoli D W 1994 *Phys. Fluids* **6** 2923
[24] Lopez C A, Hirsa A H 2008 *Nat. Photon.* **2** 610
[25] Jonas A, Karadag Y, Tasaltin N, Kucukkara I, Kiraz A 2011 *Langmuir* **27** 2150
[26] Rodot H, Bisch C, Lasek A 1979 *Acta Astronaut.* **6** 1083
[27] Strani M, Sabetta F 1984 *J. Fluid. Mech.* **141** 223
[28] Strani M, Sabetta F 1988 *J. Fluid. Mech.* **189** 397
[29] Siekmann J, Schilling U 1989 *Appl. Microgravity Technol.* **2** 17
[30] Olgac U, Izbassarov D 2013 *Comput. Fluids* **77** 152
[31] Bostwick J B, Steen P H 2009 *Phys. Fluids* **21** 032108
[32] Theisen E A, Vogel M J, Lopez C A, Hirsa A H, Steen P H 2007 *J. Fluid Mech.* **580** 495
[33] Ramalingam S, Ramkrishna D, Basaran O A 2012 *Phys. Fluids* **24** 082102
[34] Zhu Z Q, Wang Y, Liu Q S, Xie J C 2012 *Microgravity Sci. Technol.* **24** 181
[35] Zhu Z Q, Brutin D, Liu Q S, Wang Y, Mourembles A, Xie J C, Tadrist L 2010 *Microgravity Sci. Technol.* **22** 339
[36] Wu S, Li W B, Shi F, Jiang S C, Lan D, Wang Y R 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 96101 (in Chinese) [吴赛, 李伟斌, 石峰, 蒋世春, 蓝鼎, 王育人 2015 物理学报 **64** 96101]
[37] Zhang W B 2013 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [张文彬 2013 博士学位论文 (北京: 中国科学院物理研究所)]

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

Self-excited oscillation of droplets on confined substrate with instantaneous weightlessness*

Shi Feng[1)] Li Wei-Bin[2)] Li Jing-Qing[1)] Lan Ding[2)†] Wang Yu-Ren[2)‡]

1) (*School of Materials Science and Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

2) (*Key Laboratory of Microgravity Science, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 11 May 2015; revised manuscript received 8 June 2015)

Abstract

In order to further explore the oscillation mechanism of constrained droplets in microgravity and extend the application and management of space fluid, the small-amplitude self-excited oscillation processes of droplets that are pinned on a confined substrate are investigated. The substrate has a 5 mm diameter contact circle, which is implemented through the use of a drop tower and high-speed photography technology. Oscillation is a recovery procedure for droplet configuration in microgravity with the confined effect at the boundary, making the contact line and diameter unchanged throughout the entire process. A self-excited oscillation could be divided into two stages: a morphological change process and a small-amplitude damping attenuation oscillation. The first stage is a morphological change process, where the heights of high and low oscillations rise gradually, which in turn correspond to the variation of gravity. And the deformation rate is inversely proportional to the droplet size. The second stage is the small-amplitude damping attenuation oscillation around the equilibrium position until it reaches the final steady state in microgravity. At this stage, the frequency is nearly constant and the attenuation of amplitude represents an exponential damping, like the free oscillation of isolated viscous droplets. The pinning contact line makes the oscillation waveform deviate from sine curve and in the process there exists a period when the heights keep constant at some positions, such as the highest, lowest and others. Studies confirm the hypothesis that the oscillation occurs with the similar second-order mode of free drop when the height fluctuates, and the third-order mode when the height is immobile. This is in agreement with the spectral analysis. Furthermore, when the liquid volume varies within this experimental system, the pinning constraint with fixed contact area on the confined substrate can generate droplets with various static contact angles and undisturbed radii. The deformation stage and oscillation mode of the droplets remains stable, although the concrete courses differ in some ways. In the case of bigger drops, the phenomenon of height unchanging should be in the middle position and vanishes with time. However, the smaller one shows no signs for this condition, and the waveform remains consistent all around. In the second stage, the amplitude decay damping rate and non-dimensional frequency of small droplet are higher.

Keywords: microgravity, confined substrate, self-excited oscillation, droplet volume

PACS: 68.08.–p, 68.03.Cd, 47.55.np, 62.25.Jk **DOI:** 10.7498/aps.64.196801

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11202209) and the Strategic Guide Science Special Program of Chinese Academy of Science (A) (Grant Nos. XDA04020202, XDA04020406).

† Corresponding author. E-mail: landing@imech.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yurenwang@imech.ac.cn

?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net