在气流条件下探究莱式效应的临界值

作者: 吕承昊 吕钧霆 刘世元

学校:山东省青岛第二中学

指导老师: 李 鹏



目录

摘要	 1
1.概述	 4
2.实验	 6
3.理论分析	 10
4.结论	 12
参考文献	 14
致谢	 14



摘要:莱顿弗罗斯特现象(莱氏现象)由莱顿福斯特首次发现。在这种现象中, 将水滴滴在热物体表面(热物体的温度远大于水的沸点)时,水滴不会迅速蒸发。 另外,在特殊的情况下,水滴还会在热表面上产生特殊的星形震荡。在加热条件 下,因受到水滴蒸发和热效应的影响,产生星形振荡的温度临界点(莱顿弗罗斯 特点)难以具体测量。针对这一问题,本文利用来自下方的稳定气流来模拟水滴 下的蒸汽层,产生的现象与莱式现象基本相同。这种研究方法的优点在于我们以 恒定的速率注入气流,排除了热效应的影响并更好地研究水量的影响(因为在这 种条件下水滴不会有大量的蒸发)。另外,我们还对不同粘度的液滴进行研究, 观察其稳定状态、不规则振动、星形振动和水滴的破裂(烟囱现象*)。经过反复 实验发现,对于给定尺寸的液滴,烟囱现象出现在临界流速之上,而小水滴的临 界流速最大,最终我们得出了风速阈值的影响因素。另外,我们还通过分析和研 究得到,热效应对莱顿弗罗斯特现象中星形振荡的形成并不重要,其依赖于纯流 体动力学机制。

关键词:莱顿弗罗斯特现象,稳定气流,星形振动,蒸汽层,纯流体动力学

*烟囱:指液体下方的气泡上涌,突破液滴的中心,导致液滴破碎的现象。

变量表

符号	含义
$U_{ m g}$	气体流速
V	液滴体积
γ	表面张力
$ ho_{\scriptscriptstyle 1}$	液滴密度
$\eta_{_{ m g}}$	粘滞系数
g	重力加速度
r	液滴半径
• h	液滴表面的垂直速度
Z	液滴绝对高度



•1 概述

1756 年, 莱顿弗罗斯特 (Lidenfrost) 在红热的汤匙上滴下一滴水,水珠 悬浮了 30 秒钟,没有迅速蒸发。莱顿弗罗斯特对这种现象非常感兴趣,深入研 究了这一现象。发现水滴可以悬浮的原因是,其与热铁勺接触后,会立即在水滴 的底部形成一层水蒸汽,这层水蒸汽可以将上方的水与灼热的铁勺分离,使水滴 悬浮。悬浮的液滴暂时不能吸收更多的热量,蒸发速度减慢,因此悬浮液滴可能 持续 30 秒甚至几分钟,这种现象称为"莱顿弗罗斯特现象"。

莱顿弗罗斯特现象是一种物理现象,当液滴与温度比液滴沸点高得多的热物 体表面接近接触时,液滴与热物体表面之间产生了一层蒸汽层,由于蒸汽层的存 在,阻止了液滴快速沸腾蒸发,液滴可以在热物体表面上悬浮。莱顿弗罗斯特现 象的模型如图1所示。



图1莱顿弗罗斯特现象的模型(图片来自维基百科)

通过进一步的观察发现,由蒸汽层支撑的在热物体表面上的水滴,通过蒸汽 层的传导和辐射,热量从表面向水滴传递,水滴自发地开始振动并缓慢蒸发。

当蒸汽层的内部压强等特征达到一定要求时,水滴可以产生"星星"或"多 边形"的自发振荡,这种形状的的水滴我们称之为莱顿弗罗斯特星。想要达到这 种现象需要热表面具有合适的温度,这个温度我们称之为"莱顿弗罗斯特点"。 莱顿弗罗斯特星的形状如图2所示。





图 2 莱顿弗罗斯特水滴的形状(图片来自维基百科)

烹饪时有一种常见现象:在锅中洒一滴水,如果锅的温度处于或高于莱顿弗 罗斯特点,则水滴悬浮于锅表面之上,其蒸发时间比低于莱顿弗罗斯特点(但仍 高于水的沸点温度)的锅中的水滴蒸发时间要长。

它也被用于一些有潜在危险的表演中,例如将湿手指浸入熔融铅中或吹出一口液氮,两者均不对表演者造成伤害。

最近,一些澳大利亚研究人员希望使用莱顿福斯特效应为新型发动机提供动力。莱顿弗罗斯特效应也适用于干冰。由于蒸汽膜的存在,干冰可以浮在热表面上方。研究人员在《自然通讯》杂志中发表了研究结果,首先提出使用"莱顿弗罗斯特效应"来驱动发动机。



图 3 将手快速放到液氮中



·2 稳定气流下的莱氏现象实验

2.1 实验设计

热表面的温度可以直接影响液滴下蒸汽层的性质,我们使用不同风速的稳定 气流来模拟蒸汽层(主要变量即为风速)。莱顿弗罗斯特点与风速存在对应关系。

通过查阅和学习相关文献,发现在室温下的均匀上升气流中的悬浮液滴,在 某些情况下,液滴自发地开始振动并形成"星形"或"多面形"。其与莱顿弗罗 斯特星的惊人相似之处表明,这两者有共同的机制,基于流体动力学和自由表面 动力学不会引起任何热效应,我们设想,采用不加热的实验方法,实现莱顿弗罗 斯特现象,使试验成为一项纯动力学的研究。

实验设备为鼓风机(功率 535w, 6 档)、摄像机(240pps)、吸管束、超疏水 材料网、刻度注射器等设备。实验装置如图 3 所示。



图 3 实验装置图



2.2 实验操作

在试验中,将鼓风机安置固定好,鼓风口与吸管束紧密结合(使用胶带密封), 吸管束可以用来稳定气流并避免外界空气的扰动,通过调整鼓风机产生稳定的气 流,使气流匀速向上吹。吸管束的顶部于超疏水材料网紧密对接,防止外界条件 的干扰。这种装置可以保证吸管束上方气流稳定且均匀,我们将水滴滴在此处, 确保气流在液滴下方分布均匀,产生的气垫来模拟蒸气层。

因此,如果气流 Ug 足够大,则可以出现气垫并支撑液滴的整个重量。液滴 大小 V 和气体流量 Ug 存在临界点,在这个点液滴变得不稳定并开始振动,我们 称其为不稳定性阈值。我们用带刻度注射器控制水的体积。由于液滴在悬浮状态 下流动性较强,因此在使用上述注射器时需要将其保持在一个固定位置。在实验 中,液滴的运动使用 240pps 的摄像机来进行记录。

这项工作的目的是研究悬浮滴的不稳定阈值(何时开始振动)。为了加强准确性,每次测量使用两种不同方法,并多次重复。对于鼓风机只允许有6个恒定流量Ug,我们将在这6个流量Ug水平下测量水V的值。在第一种方法中,每次测量从新的恒定流量Ug开始,液滴尺寸V较小.然后通过将注射器送到其中来缓慢地增加液滴体积。液体继续泵送,直到液滴达到浮动状态,一旦液滴尺寸等于流量Ugt的阈值尺寸Vt,液滴的体积增加直接停止,随后用摄像机记录在不稳定状态阈值下的液滴动态。注意,悬浮的阈值和振动出现的阈值非常接近。在第二种方法中,流量Ug仍然是恒定的,但试验将从液滴的振动状态开始,然后我们慢慢地从液滴中抽出水,直到它回到浮动状态,然后处于稳定状态。测量阈值将与第一种方法进行比较,求出阈值的平均值,以提高结果的准确性。

为了研究粘度对液滴振动的影响,我们使用两种液体:水(1mPas)和乙二 醇溶液(60mPas)。所得动力学结果由液体粘度 n 1,液滴尺寸 V,流速 Ug 和振 动频率 f 进行表示。

2.3 实验结果分析

在本节中,我们研究悬浮液滴开始振动时的点。根据试验,液滴运动状态随着体积 V 和流速 Ug 而变化。这类似于经典的莱顿弗罗斯特液滴。通过改变液滴体积 V 和气流速度 Ug,确定液滴振动的阈值,结果如图 4 所示。白色方块是可以连续观察到的振动出现时对应的 V、Ug 数值。在这些情况下,液滴尺寸是在固定状态下测量的。左上蓝色方块对应于剧烈的振动或"烟囱",这可能导致其从



针上脱离。然后其尺寸近似于是在不稳定的悬浮状态。显然,阈值体积 V 随着流速而减小。然而,当液滴尺寸太小(图4中的右下蓝色方块)时,控制流量为极小流量的约束条件则显示出很大的影响。在这种情况下,水滴或者停留在混沌状态,或被气流破坏,则很难观察到星形振动。这里研究的最小的水滴是稳定的, 直到达到非常高的流速,而最大的水滴即使在非常小的 Ug 值也不稳定。例如, 在最小的流速和最大的液滴尺寸下观察到一个"烟囱"。

增加液滴的粘度以研究内滴流阻尼是否确实抑制了星形振动。本节所示的试验用乙二醇溶液(nl=60mPas)的液滴进行。再次,改变液滴尺寸R和流量Ug,以确定液滴振动的不稳定性阈值。 结果如图4所示。液体粘度大的数据点用紫色方块表示。 对于左上浅蓝色方块数据点,观察到烟囱现象,气泡刺穿液滴的中心。



对于所有悬浮液滴,以阈值流量 Ugt 记录振动运动。 试验中获得的典型图 像如图 5 所示,图 5 (a)为稳定的水滴,Ug = 0;一旦水滴不稳定,振动表现 混乱,即各种模式的组合,如图 5 (b)。而图 5 (c)-5 (g)对应于非零流速下 的振动液滴。 然而,在少数情况下,我们可观察到角数从 7-10 的不同的模式,如图 5 (d)-5 (g) 所示。



图 5(a)



图 5(d)



图 5(b)



图 5(e)



图 5(c)



图 5(f)

由图 4 的两组曲线可知,高粘度液滴阈值明显高于水滴的。因而,我们进行 了另外一组实验,自变量定为溶液中乙二醇与水的体积比,结果如图 6。发现液 滴粘滞系数与阈值呈正相关。



图 6

X S MAN HISHING

3.理论分析

3.1 参数和量纲分析

在流体力学中,邦德数表示微重时重力与表面张力的比值。对于我们的实验, 主要的参变量是液滴体积 V 和气体流量(这里由向上的气体流速 Ug 表示)。 其 他参数是气体粘度 n g (润滑近似),液体密度 ρ 1 (势流)和表面张力 γ。 这些 可以组合成三个无量纲数。首先考虑重力对表面张力的影响,我们对邦德数给出 新的定义, Bo:

$$Bo = \sqrt{\frac{\rho_l R_0^2 g}{\gamma}} = \frac{R_0}{\ell_c}$$

其中 $R_0 = \left(\frac{3V}{4\pi}\right)^{\frac{1}{3}}$ 体积为 V 的未扰动球形液滴时液滴的半径,g 为重力加速度。

另外, ²。是毛细管长度, 毛细管数在流体力学中毛细管数定义为流体粘性 力和界面张力的比值。

我们也给毛细管数提出适用的定义:

$$Ca = \frac{\eta_g U_g}{\gamma}$$

如果我们假设液滴下的气体是均匀上升气流,那么 Ug 是一个常数。 Ca 可以用来度量气体粘度对表面张力的影响,并表示为无量纲的气体流速。

再者,奥内佐格数是在流体力学中用来度量黏性力与惯性力和表面张力的相 互关系的无量纲数。我们通过设置气流的粘滞力与由液滴引起的惯性力的平方根 乘以表面张力之间的等式,最终引入了一个无量纲的量:

$$Oh = \frac{\eta_g}{\sqrt{\rho_l \eta_c}}$$

然后,使用 c, γ, ng 和 γ,相关的长度,速度,和压力刻度,径向位置

A Strand to a plant

r,垂直位置h,速度u,时间 t 和压力 P 分别为无量纲化

$$\tilde{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}}{\ell_{c}}, \quad \tilde{\mathbf{h}} = \frac{\mathbf{h}}{\ell_{c}}, \quad \tilde{\mathbf{u}} = \frac{\eta_{g}}{\gamma}\mathbf{u}$$
$$\tilde{\mathbf{t}} = \frac{\gamma}{\eta_{g}}\ell_{c}}\mathbf{t}, \quad \tilde{\mathbf{p}} = \frac{\ell_{c}}{\eta_{g}}\frac{\eta_{g}}{\gamma}\mathbf{p} = \frac{\ell_{c}}{\gamma}$$

从现在起,我们将所有变量将无量纲化,除非另有说明。

3.2 边界积分法耦合润滑气层

假设液滴由不可压缩和非旋转流体组成,因此可以用势流来描述。 液滴内 的速度场是标量速度位φ的梯度。 拉普拉斯方程,

 $\nabla 2\phi = 0$,

在包括其表面轮廓在内的整个液滴中是有效的。在适当的边界条件下,边界 积分法是解决φ方程的一个方法。对于悬浮液滴设置,整个液滴表面是自由表面, 该表面的动态边界条件是不稳定的伯努利方程:

$$\frac{1}{\mathrm{Oh}^2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left| \nabla \phi \right|^2 \right) = -z - \kappa - P_g,$$

其中 t 是时间, z 是绝对高度, κ 是液滴表面点处的局部曲率。等式左侧描述了液滴的惯性效应,通过重力效应和杨拉普拉斯压力平衡,以及对气流的影响 在等式右侧。 Pg 是

在引入气流之后在下降液面上变化的外部压力。为此,液滴表面分为两部分: 周围压力为大气压的液滴顶部和应对由气流引起的润滑压力的液滴底部。这两个 部分之间的分离点在 r = R 处获取,其中 R 是顶视图半径,但结果不受具体分界 位置的影响。气体流量主要取决于气体的粘度(斯托克斯流量)。我们假设其为 R h。注意,气体被定义为从 z = 0 向上流动,具有均匀的气体流速 Ca,这将导 致主要是径向气体

以速度 u (r, z) 在液滴下部流动。为了得出轴对称润滑近似,我们从不可 压缩气流的质量守恒开始

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$$

边界条件是

$$u_z|_{z=0} = \operatorname{Ca}, \quad u_z|_{z=h} = \dot{h},$$



其中h是液滴表面的垂直速度。此外,在自由流体 - 空气界面,z(r)=h (r),存在运动学边界条件

$$\frac{\partial h}{\partial t} = u_z|_{z=h} - \frac{\partial h}{\partial r} u_r|_{z=h},$$

这是设定问题的不稳定部分。 将连续性方程沿 z (0 和 h) 整合,应用莱布 尼茨积分定则,用边界条件,定义平均(径向)流速 $\bar{u} = \frac{1}{h} \int_{0}^{h} u_{r} dz$,并将方程乘 以 r 给出

$$\frac{\partial}{\partial r}\left(rh\overline{u}\right) + r\dot{h} = r\mathrm{Ca}.$$

在 z = 0 和 z = h 的零速度边界条件下,应用该轴对称润滑流的斯托克斯方程

$$u = 6\overline{u}\left(\frac{z}{h} - \frac{z^2}{h^2}\right) \Rightarrow \frac{\partial P_g}{\partial r} = -\frac{12\overline{u}}{h^2},$$

其中 Pg 是气体层中的压力(当管径一定时, Pg 与和风速有一定的对应关系)。将 其合并为

$$\frac{\partial P_g}{\partial r} = \frac{12}{rh^3} \left(-\frac{\Gamma}{2\pi} + \int_0^r \hat{r} \dot{h} d\hat{r} \right),$$

其中

$$\Gamma = 2\pi \int_0^r \hat{r} \operatorname{Ca} d\hat{r} = \pi \operatorname{Ca} r^2$$

是与半径有关的体积空气流量。 右侧的第一个符号是气体流动符号; 第二个符号与液滴界面的运动有关, 由于气体积聚在液滴下方, 其值径向增加。

4 结论

在本文中,我们研究了由恒定和均匀流量的气流作用下的悬浮液滴。在两个 实验中观察到各种运动模式。在实验和模拟中,空气从下方注入。这与莱顿弗罗 斯特现象的条件不同,但它们的运动模式非常相似。因此,本研究证实了星型振 动现象不需要任何热效应,液滴振动纯粹是受流体动力学的影响。



4.1 基本结论

我们通过试验研究莱顿弗罗斯特液滴的星形振动。我们观察了液滴角的个数 在 n = 2-13 的范围内变化的情况。通过实验,我们可以确定液滴角数与水量正 相关。

4.2 阈值的影响因素

我们发现阈值与水量负相关,与液滴粘滞系数呈正相关。

根据参考文献,蒸汽层中压力变化的主要频率约为液滴振动频率的两倍。我 们的实验结果表明,对于高粘度和低粘度的液滴,当液滴尺寸减小时,振动的不 稳定阈值对应的流速连续增加。在 Ug 值很低时,没有达到振动状态,这是由于 存在最大液滴尺寸超过了烟囱的不稳定性。

所有这些特征都可以通过数字方法模拟,可以通过将液滴的无粘性边界积分 耦合到气流的粘性润滑模型。因为没有任何阻尼的势流在引起振动的演化的有趣 的时间范围内是不稳定的,所以需要引入人造阻尼,使得稳定的液滴形状和振动 能够被观察到。势流液和斯托克斯气流之间的耦合的想法被证明对于研究莱顿弗 罗斯特液滴的平衡形状和这些液滴的变形动力学,或凹坑形成影响室温下的液滴 和液滴蒸发是非常有用的。

4.3 液滴振动的原因

实验中我们发现,并非所有情况下液滴都会产生莱顿弗罗斯特星的现象,需 要气流满足特定的条件时才会产生明显的星形振荡。

液滴可能经历不同的状态:稳定状态(Ug=0时),混沌振动(Ug<阈值时), 星形振动(Ug=阈值时),烟囱现象(Ug>>阈值时)。

另外,本论文的理论分析部分没有特别的考虑液滴内部阻尼对液滴振动的影响,今后的工作可以向这方面发展。我们可以做出展望,使用人工阻尼来对此进行深入研究是一种很明智的方法。其他有价值的信息也可以通过在液滴和气体中的可视化流动来提供,因为结果表明液滴流和气体流之间存在关键的二相耦合。

13



参考文献

- [1] The dynamics and stability of lubricating oil films during droplet transport by electrowetting in microfluidic devices Biomicrofluidics 9, 034104 (2015); 10.1063/1.4921489
- [2] Two dimensional Leidenfrost droplets in a Hele-Shaw cell Phys. Fluids 26, 032103 (2014); 10.1063/1.4867163
- [3]Self-propelling uneven Leidenfrost solids Phys. Fluids 25, 051704 (2013); 10.1063/1.4807007
- [4]Breakup of drops in a microfluidic T junction Phys. Fluids 21, 023303 (2009); 10.1063/1.3078515
- [5]Leidenfrost drops Phys. Fluids 15, 1632 (2003); 10.1063/1.1572161
- [6] PHYSICAL REVIEW E 88, 023017 (2013) Oscillating and star-shaped drops levitated by an airflow
- [7] M. Papoular and C. Parayre, Phys. Rev. Lett. 78, 2120 (1997).
- [8] M. Perez, Y. Brechet, L. Salvo, M. Papoular, and M. Suery, Europhys. Lett. 47, 189 (1999).
- [9] N. Yoshiyasu, K. Matsuda, and R. Takaki, J. Phys. Soc. Jpn. 65,2068 (1996).
- [10] L. Rayleigh, Proc. R. Soc. 29, 71 (1879).
- [11] N. Tokugawa and R. Takaki, J. Phys. Soc. Jpn. 63, 1758 (1994).
- [12] A.-L. Biance, C. Clanet, and D. Uguer 'e, 'Phys. Fluids 15, 1632(2003).
- [13] L. Duchemin, J. R. Lister, and U. Lange, J. Fluid Mech. 533,161 (2005).
- [14] J. H. Snoeijer, P. Brunet, and J. Eggers, Phys. Rev. E 79, 036307(2009).
- [15] W. Bouwhuis, R. C. A. van der Veen, T. Tran, D. L. Keij, K. G.Winkels, I. R. Peters, D. van der Meer, C. Sun,
- J. H. Snoeijer, and D. Lohse, Phys. Rev. Lett. 109, 264501 (2012).
- [16] I. A. Larmour, S. E. J. Bell, and G. C. Saunders, Angew. Chem., Intl. Ed. 46, 1710 (2007).
- [17] C. Pozrikidis, Introduction to Theoretical and ComputationalFluid Dynamics (Oxford University Press, Oxford, 1997).
- [18] H. N. Oguz and A. Prosperetti, J. Fluid Mech. 257, 111(1993).
- [19] R. P. H. M. Bergmann, D. van der Meer, S. Gekle, J. van derBos, and D. Lohse, J. Fluid Mech. 633, 381 (2009).
- [20]wikipedia
- [21] you tube



致谢

非常感谢青岛市第二中学和中国海洋大学为我们的研究提供了实验室和相 关设备。没有他们的帮助则无法获取实验中所需工具。同时也对参考文献中的诸 位作者表达我们衷心的敬意。