

快速瞬态核化沸腾的实验研究与理论分析*

李 骥 张正芳 刘登瀛

中国科学院工程热物理研究所,北京 2706 信箱 100080

摘要 在综述了国内外在瞬态核化沸腾相变传热的实验研究及理论分析进展的基础上,对脉冲激光加热下的金属薄膜附近液体中的快速瞬态沸腾现象进行了实验研究,利用脉动核化理论(Fluctuation Nucleation Theory)对其进行了理论分析.并针对实验件结构建立其导热模型,对沸腾前后的温度变化做了数值模拟并同实验测量结果进行了比较,得到一些有意义的结果.

关键词 核态沸腾 过热度 温升速率

传统的沸腾实验研究,其温升速率(以下以 r_T 表示)较低,主要原因是加热的能量密度小并且加热时间长,研究的着眼点为加热面的特性对沸腾的影响,其 r_T 一般在 $10^{-3} \sim 1$ K/s 以下.随着现代科技的发展,一些特殊条件的沸腾传热问题逐渐成为各国学者研究的热点,例如,原子核反应堆中核燃料的泄漏引起的沸腾爆炸,金属高温淬火中的沸腾现象等;喷墨打印机的电脉冲加热喷头,利用激光清理贵重物件表面的微小污染物等等.以上例子中所出现的沸腾现象的共同点是沸腾发生是如此快速和剧烈,以至于在液体中微小气泡瞬间布满整个加热面附近的微薄区域(俗称“鱼子酱”气泡),这与传统的表面沸腾现象是完全不同的,据文献[1~5],该沸腾现象的 r_T 不小于 10^3 K/s,有的已达到 9×10^7 K/s 左右,我们把该现象称为快速瞬态沸腾现象.从70年代开始俄、日、美、德、英等国的科学家对快速瞬态沸腾现象进行了一些研究,Skripov 等^[6]对有机液和水,Derewnicki^[4]对水,Asai^[2]对甲醇,Iida^[1]对液化氮和水, Park^[3]对水和甲醇做了实验等,得出的结论概括有以下几点:(1)温升速率越高,则起始沸腾温度越高,并接近一饱和值,该值同由均质核沸腾理论确定的温度相近;(2)当温升速率足够高时,液体内部产生鱼子酱(caviarwise)气泡;(3)在高的温升速率下,液体核化沸腾归因于脉动(Fluctuation)核化.由脉动核化理论,可以得到水在一个大气压下发生均质核沸腾所需的过热度,虽然不同学者考虑的因素略有不同,但计算结果差别不是很显著(有 10~20 K 的差别),其中 Skripov 结合实验结果通过计算给出 585 K 作为水的均质核沸腾起始温度的理论值.

尽管现有理论可以对发生在液体内部的沸腾现象进行基本分析,但是,对于沸腾现象的本质依然存在一些不甚明了的地方,例如,在什么条件下液体内部可达到最大过热极限,汽化核心的数目同过热度的关系,临界气泡半径同过热度、液体种类等的关系等,尤其是在极高温升速率条件下有效地控制核化沸腾仍是一个复杂的关键问题.并且,在前人的工作中,缺少对加

2000-07-03 收稿,2000-10-16 收修改稿

* 中国科学院基础研究重大项目资助(项目编号: KJ951-B1-704)

热面温度变化过程同瞬态沸腾的相互影响的分析,也不能够确定汽泡生长同加热面温度之间的相互依赖的关系。

本文利用激光脉冲加热技术,对金属表面上液体的相变行为进行了研究。对瞬态沸腾过程的温度变化进行了跟踪测量,并对爆发式沸腾进行了显微观测,并通过脉动核化理论及热传递理论对瞬态沸腾相变进行了理论分析。

1 实验装置

实验系统如图1所示,由控制系统、加热系统、实验件、观察和测量系统组成。控制系统主要由计算机组成,控制或触发其他仪器动作;加热系统由激光加热器组成,其波长为 $1.06\ \mu\text{m}$,脉冲宽度为 $1\sim 30\ \mu\text{s}$,脉冲光斑直径为 $1\sim 10\ \text{mm}$,在实验时激光一次脉冲的能流密度最高可达约 $1\times 10^4\ \text{MW}/\text{m}^2$;观察系统由显微放大镜、35 mm Nikon 照相机、闪光灯、图象处理单元、计算机等组成,用于观察汽泡产生过程;测量系统包括信号转换装置、高频数字示波器组成,用于接受铂电阻温度计的信号变化。

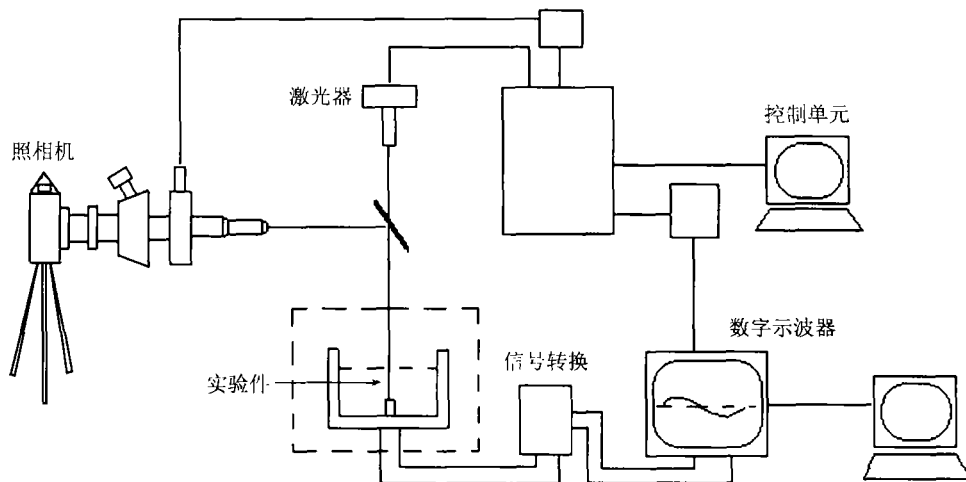


图1 实验系统

实验件结构如图2所示,在石英玻璃基底上用真空沉积的方法镀上一层厚约 $1\ \mu\text{m}$ 的铂金镀层,其直径为 $1.4\ \text{mm}$,在石英玻璃柱两侧涂有银浆作为导线引极,然后焊接导线,在常温下电阻值为 R_{p0} 。如此小薄的受热面是为了保证在接收一定的脉冲辐射能量后,会产生一个非常高的温升速率,并且可以使金属薄膜的温-阻特性曲线变化显著,这样有利于保证测量结果的精确度,该铂金镀层的作用有:(1)接受脉冲激光辐射,在表面上产生极高的温升速率,该镀层直径约是厚度的1400倍,故其表面可作为一个平板加热表面使其上液体产生沸腾;(2)作为一个具有高频响应的电阻测温元件,利用其温阻特性关系,可以测量液体沸腾发生时及沸腾过后的温度变化,其响应时间约为 $1\sim 2\ \mu\text{s}$ 。把实验件固定在一个方形的石英玻璃小容器中,用有机溶剂和蒸馏水多次清洗。实验工质为水,经过两次蒸馏及 $1\ \text{h}$ 的加热除气,实验件经过在蒸馏水中约 $0.5\ \text{h}$ 的加热除气。

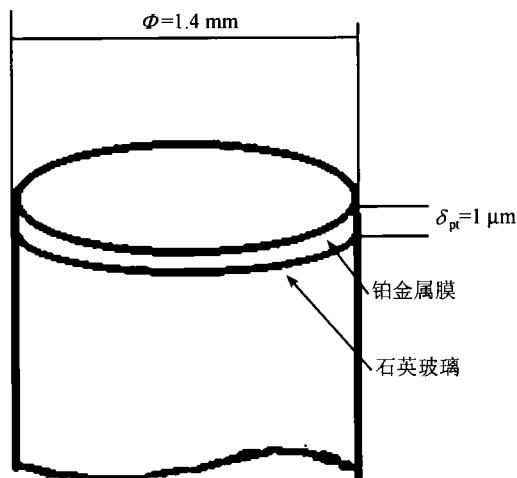


图 2 实验件结构示意图

低于液体内部均质核沸腾温度,温升速率为 5×10^6 K/s;当 $F_0 = 2200$ MW/m² 左右时,温升约 240 K,这时可以看到有若干个气泡上升,个别气泡半径较大,超过 $20 \mu\text{m}$,如图 3 所示;当 $F_0 = 2900$ MW/m² 左右时,在液体中,爆发式产生大量小气泡,气泡半径约 $1 \sim 20 \mu\text{m}$ 之间,这些气泡快速融合、上升,如图 4 所示,表面温升达到 280 K 左右,温升速率为 9.3×10^6 K/s.

2 实验结果

实验的内容有:(1)测量激光加热条件下,浸没于液体工质(水)中的金属表面温度变化曲线;(2)观测激光加热后,气泡大小随时间的变化过程;(3)气泡的长大、消失过程.环境压力为 1.013×10^5 Pa,环境温度维持在 300 K.

图 3, 4 分别示出不同脉冲参数的激光加热下工质(水)中所产生的气泡大小、数量分布典型结果. F_0 为激光能流密度, τ_p 为激光脉冲宽度.在 $\tau_p = 30 \mu\text{s}$ 条件下,当 $F_0 < 1700$ MW/m²,则很难观察到气泡上升现象;当 $F_0 = 1700 \sim 1800$ MW/m² 时,通过显微镜可以看到已经有个别气泡长大,并脱离表面上升,这时的表面温升约有 220 K 左右,

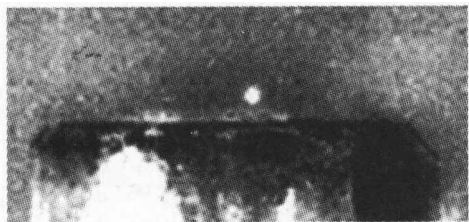


图 3 $F_0 = 2200$ MW/m², $\tau_p = 30 \mu\text{s}$ 的沸腾现象

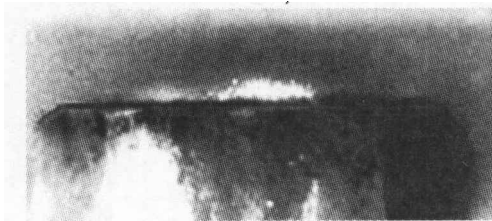


图 4 $F_0 = 2912$ MW/m², $\tau_p = 30 \mu\text{s}$ 的沸腾现象

图 5 示出在不同激光参数的脉冲加热下,金属表面的温度变化,其上升段规律性很好,下降段受金属表面及液体内部沸腾的影响趋势发生变化,尤其水在强激光脉冲加热下,当 F_0 在 2866 MW/m² 左右,脉冲宽度 $30 \mu\text{s}$ 条件下,其下降段在相对很长一段时间处在 400 K 左右,略高于平衡汽-液相温度 373 K. 这是因为激光加热后有大量气泡产生,并在表面融合,形成热阻,造成表面冷却速率下降,因此,通过铂膜电阻温度传感器测得的下降阶段很长一段时间维持在略高于汽液饱和温度. 由于在快速加热过程中,对流换热的作用很小,可忽略不计^[2],作者利用非稳态导热方程,计算了在脉冲热源加热下,金属表面及液体工质的温度变化过程^[7],在图 6 中虚线表示在相同温升速率下纯导热的理论模拟结果,在加热段,由于激光能量很大,起始沸腾换热量远不能同激光能量比较,因此,在加热段曲线上,观察不到有关沸腾的信息,其温升曲线基本完全同导热机制下的金属及工质的温度变化计算结果相同. 在冷却段,由于前述原因,其温降曲线偏离了导热模型的计算结果.

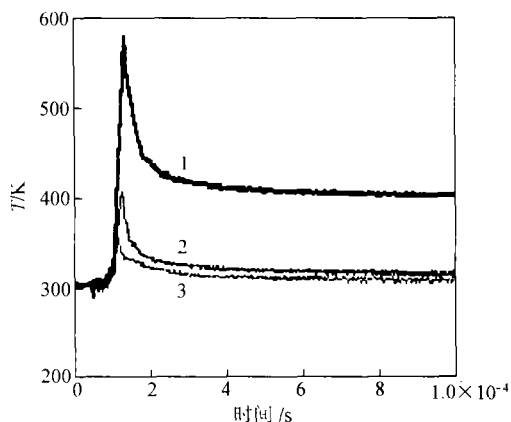


图 5 不同激光脉冲下铂金属膜的温度变化
1 为 $F_0 = 2866 \text{ MW/m}^2$, $\tau_p = 30 \mu\text{s}$; 2 为 $F_0 = 781 \text{ MW/m}^2$, $\tau_p = 20 \mu\text{s}$; 3 为 $F_0 = 606 \text{ MW/m}^2$, $\tau_p = 10 \mu\text{s}$

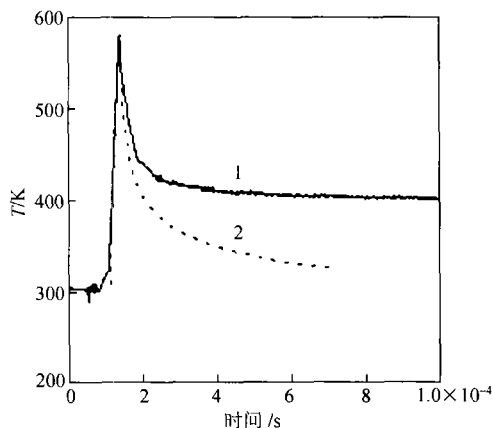


图 6 导热模型计算结果同测量结果的比较
1 为实验测量结果, 2 为利用导热模型的计算结果

3 理论分析

通常情况下, 加热壁面上的贮气凹坑内的气泡核心首先长大引发沸腾, 但在极高热流脉冲加热下, 液体沸腾的主要机理则过渡到液体分子热运动所产生的脉动核化现象, 所谓脉动核化现象, 根据分子运动理论, 由于高过热区内的分子具有很大的动能, 分子的运动及碰撞变得相当剧烈。这样, 在某些微小区域分子堆集, 而邻近区域分子稀疏, 分子稀疏区即为气泡的雏形。下面将简要分析在液体内部及加热面上产生气泡的条件及数额。

3.1 气泡数目同液体温度及物性的关系

根据脉动核化理论, 汽化核心密度 J 同液体温度的基本关系为 (Volmer, 1939)

$$J_{\text{hom}} = N_0 \left\{ \frac{6\sigma}{\pi m(3-b)} \right\}^{0.5} \exp\left\{ \frac{\lambda_v}{KT} \right\} \exp\left\{ \frac{16\pi\sigma^3}{3KT(p_s - p)^2(1 - \rho_l/\rho_v)^2} \right\}, \quad (1)$$

$$J_{\text{het}} = N_0^{2/3} \psi \left\{ \frac{6\sigma}{\pi m(3-b)\omega} \right\}^{0.5} \exp\left\{ -\frac{\lambda_v}{KT} \right\} \exp\left\{ -\frac{16\pi\sigma^3\omega}{3KT(p_s - p)^2(1 - \rho_l/\rho_v)^2} \right\}, \quad (2)$$

这里, 下标 hom 表示均质核沸腾, het 表示非均质核沸腾, 均质核沸腾发生在液体内部, 而非均质核沸腾发生在加热面上, 式中 $b = 1 - p/p_s$, $\psi = \frac{1}{2}(1 + \cos\phi)$, $\omega = \frac{1}{4}(1 + \cos\phi)^2(2 - \cos\phi)$ 。

3.2 沸腾临界过热度同液体温度及物性的关系

起始沸腾过热度 ΔT_s 为^[8]

$$\Delta T_{s, \text{hom}} = T_1 - T_s = \frac{T_s}{h_{fg}\rho_v} \left[\frac{16\pi\sigma_{lv}}{3KT_1 \ln(N_0KT_1/(J_{\text{hom}}h))} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\Delta T_{s, \text{het}} = T_1 - T_s = \frac{T_s}{h_{fg}\rho_v} \left[\frac{16\pi\sigma_{lv}\omega}{3KT_1 \ln(N_0KT_1/(J_{\text{het}}h))} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

这里,(3)和(4)式分别代表均质核及非均质核沸腾过热度.

3.3 临界汽泡半径同液体温度及物性的关系

临界汽泡半径 r_c 为^[8]

$$r_c = \left[\frac{3KT_1}{4\pi\sigma} \ln \left(N_0 \frac{KT_1}{Jh} \right) \right]^{1/2} \quad (5)$$

3.4 计算结果

利用(1)~(5)式,经过编程计算,可以得到临界汽泡半径、汽泡数目及起始核化温度等有关起始核态沸腾的基本情况,由于篇幅所限,本文只给出起始核化温度、临界汽泡半径的计算结果,工质(水)物性如表 1 所示,计算结果如表 2 所示.

表 1 工质的有关物性(1.013×10^5 Pa)

工质	T_s /K	σ /N·m ⁻¹	λ /W·m ⁻¹ K ⁻¹	ρ_l /kg·m ⁻³	C_p /kJ·kg ⁻¹ K ⁻¹
水	373.15	0.05886	0.683	958.4	4.22

表 2 理论计算结果

	接触角 ϕ	锥坑夹角 β	起始核化温度/K		临界汽泡半径/nm	
			均质核	非均质核	均质核	非均质核
水	10°	< 60°	576.16	576.15	3.355	3.354

注:表中接触角 ϕ 为估计值,水的 ϕ 值约为 10° ^[9]

Skripov^[6]和 Cole^[10]等的计算结果同本文的计算结果相差不大.

从表 2 可以看到,水的起始核化沸腾温度很高,理论值为 576 K,在作者的实验中有汽泡产生时的温度达到 523 K 左右,造成差距的原因在于金属表面不很光滑,最大当量粗糙度大约有 0.07 mm,此时的能量减小系数 ω 应该采用另外的函数表达式^[8]. 其次,接触角 ϕ 从 $10^\circ \sim 90^\circ$ 变化可使 ΔT_s 下降许多,但是由于接触角随表面材料、表面状况及温度变化而变化,具体分析比较困难,需要更多的实验及理论分析.

本文工作具有很大的研究价值,在理论分析方面还需要从非平衡态热力学、分子动力学等角度进行深入研究;在应用领域,如微动力机械、微电子器件冷却、核安全、纳米材料的制备及生物材料的急速解冻等领域都将会有很好的参考及应用价值.

4 结论

本文利用脉冲激光加热器加热浸没于液体中的金属薄膜,使其产生至 9.3×10^6 K/s 左右的温升速率,观测并分析了液体在大气压力下的沸腾现象. 有关结论如下:

- (1) 随着温升速率的上升,起始核化沸腾温度上升,液体中沸腾现象越发剧烈;
- (2) 在强激光脉冲加热下,金属薄膜温度变化曲线的下降段在相对很长一段时间维持在略高于平衡汽-液相饱和温度;

(3) 通过数值模拟,计算了激光脉冲加热下金属薄膜的温度变化过程并同实验测量结果进行了比较,在加热段理论解同实验结果吻合较好,在冷却段有明显区别,原因是激光加热后有大量汽泡产生,并在金属表面融合,形成热阻,造成表面冷却速率下降;

(4) 通过均质核、非均质核沸腾理论,计算了起始沸腾过热度及其同气泡数、临界气泡半径之间的关系,并同实验测量结果进行了比较,测量得到的起始沸腾温度低于理论计算值,需要进一步深入研究造成该差别的原因。

参 考 文 献

- 1 Iida Y, et al. Boiling nucleation on a very small film heater subjected to extremely rapid heating. *Int J Heat Mass Transfer*, 1994, 33 (17): 2771
- 2 Asai A. Bubble dynamics in boiling under high heat flux pulse heating. *J Heat Transfer*, 1991, 113: 973
- 3 Park H K, et al. Transient temperature during the vaporization of liquid on a pulsed laser-heated solid surface. *J Heat Transfer*, 1996, 118: 702
- 4 Derewnicki K P. Experimental studies of heat transfer and vapor formation in fast transient boiling. *Int J Heat Mass Transfer*, 1985, 28 (11): 2085
- 5 Aihara T. Rapid transient heat transfer and heat transfer control. *J Japan Society of Mechanical Engineers*, 1993, 96(892): 41
- 6 Skripov V P. *Metastable Liquid*. New York: John Wiley, 1974
- 7 Li J, et al. Transient temperature of liquid on micro metal layer heated by pulsed laser. *J Thermal Science*, 1999, 8(2): 125
- 8 施明桓,等. 沸腾和凝结. 北京: 高等教育出版社, 1995
- 9 费祥麟,等. 高等流体力学. 西安: 西安交通大学出版社, 1993
- 10 Cole R. Boiling Nucleation. *Advance in Heat Transfer*, 1974, 10: 85

附录

主要符号表

r_T ——温度速率/ $K \cdot s^{-1}$	ϕ ——接触角/ $^\circ$
R_{p0} ——铂膜电阻/ Ω	β ——锥坑凹角/ $^\circ$
T_s ——汽-液饱和温度/ K	σ ——表面张力/ $N \cdot m^{-1}$
F_0 ——激光能流密度/ $MW \cdot m^{-2}$	λ ——导热系数/ $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
r_c ——临界气泡半径/ nm	λ_v ——分子扩散能/ J
J ——汽化核数/ $m^{-3} \cdot s^{-1}$	ρ_l ——液相密度/ $kg \cdot m^{-3}$
M ——单个分子质量/ kg	ρ_v ——汽相密度/ $kg \cdot m^{-3}$
N_0 ——单位体积分子数目/ m^{-3}	
K ——Boltzmann 常数/ $J \cdot K^{-1}$	下标:
H ——Planck 常数/ $J \cdot s^{-1}$	het——非均质核
h_{fg} ——汽化潜热/ $J \cdot kg^{-1}$	hom——均质核
P ——压力/ P_a	s——饱和相
T_l ——液体温度/ K	v——汽相
F ——金属表面吸热量/ $MW \cdot m^{-2}$	l——液相
C_p ——比热容/ $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$	lv——汽液界面