

专题: 热传导及其相关交叉领域研究

连续激光照射下的硅纳米针尖局域热响应 与气泡成核研究*

张宏凯^{1)2) #} 杨建翊^{1)2) #} 黄小娜¹⁾²⁾ 张楠¹⁾²⁾ 白昆仑³⁾ 杨长柱³⁾
谢诞梅¹⁾ 巫世晶¹⁾²⁾ 黄德钊^{1)2) †}

1) (武汉大学动力与机械学院, 武汉 430072)

2) (武汉大学公牛新能源产业研究院, 武汉 430072)

3) (东方电气集团东方汽轮机有限公司, 德阳 618000)

(2026 年 5 月 13 日收到; 2026 年 6 月 7 日收到修改稿)

可重复定位的微纳气泡成核是实现高效沸腾相变热管理的关键, 针对传统加热方式热扰动大、成核位点不易限定等问题, 本文利用硅纳米针尖的局域光热增强效应, 研究连续激光照射下的低功率气泡成核行为. 通过电磁场与热传导耦合模型, 分析激光聚焦位置和针尖顶端半径对局部温升的影响. 结果表明, 焦点相对针尖顶端偏离约 $2\text{ }\mu\text{m}$ 时温升最高. 顶端半径由 6 nm 增至 $8\text{--}10\text{ nm}$ 时, 局部温升增强并逐渐饱和. 基于硅一阶拉曼峰半高宽测温方法, 对硅基底和硅针尖进行原位拉曼热测量, 得到针尖单位功率温升系数约为硅基底的 3.5 倍. 在 25 mW 连续激光照射下, 针尖顶部形成稳定气泡, 对应局部温度约 485 K . 结合经典成核理论与时间尺度分析, 气泡主要由过热水中的异质蒸气成核触发, 纳米针尖曲率会改变有效成核势垒. 本文建立了针尖几何、局域热响应与成核阈值之间的联系, 可为低扰动微尺度相变调控提供参考.

关键词: 硅纳米针尖, 连续激光气泡成核, 局域光热效应, 异质成核

DOI: 10.7498/aps.75.20260682

CSTR: 32037.14.aps.75.20260682

1 引言

气泡成核是相变传热和多相流动中的基本物理过程之一^[1-4]. 在微纳尺度体系中, 气泡的产生和生长往往发生在有限空间和局部界面附近, 其行为不仅受体系热力学状态影响, 也与微结构几何和界面性质密切相关. 成核位置、阈值功率以及气泡形成后的稳定性, 会进一步改变局部温度场、压力分布和界面热质输运过程. 因此, 实现低功率、低扰动且位点可控的气泡成核, 对于提高微尺度相变调控的可重复性, 以及理解受限空间内液体局部过热

和异质成核机制具有重要意义^[5,6]. 光热诱导成泡是研究局域相变的有效手段. 与整体加热相比, 光热方法可以将能量沉积限制在较小空间范围内, 并通过调节入射光功率、光斑位置和结构吸收特性来调控成核过程. 其非接触、响应快、空间选择性强的特点, 特别适合微纳尺度下的气泡成核研究^[7-9]. 然而, 光热成泡阈值并不能简单等同于入射光功率, 而取决于光吸收、固液界面传热和液体局部过热之间的耦合关系^[10].

对于纳米针尖等强曲率结构而言, 气泡成核过程还具有显著的尺度效应. 针尖顶端曲率半径可能与临界气泡半径处于相近量级, 此时平面固体表面

* 国家自然科学基金 (批准号: 52576087, 92573103) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: dhuang2@whu.edu.cn

上常用的接触角和成核势垒估算已难以完全适用. 强曲率几何不仅会影响局部热量的空间分布, 也可能改变初始气核的形成位置和稳定条件. 纳米针尖不仅是光热吸收体, 其几何曲率也可能参与调控异质成核过程^[11,12]. 实验上, 成核瞬间的温度和界面状态难以直接测量; 气泡一旦出现, 会迅速改变局部折射率、光场传播路径和热耗散方式, 并影响显微成像与光谱采集条件, 使成核前后的热学状态难以连续、无扰动地表征.

此外, 光热实验中常用的脉冲激光可在极短时间内产生强局部过热和压力波, 适用于瞬态空化、爆发式汽化和接近 spinodal 极限的成核研究^[13-15], 但其峰值功率高、空间扰动强, 不适合稳定低扰动成泡. 连续激光则通过持续热积累使结构附近液体进入过热状态, 可在 mW 量级诱导较稳定的光热气泡. Baffou 等^[16-18] 基于金属纳米结构证明了这一途径, 并提出了缓慢生长气泡和爆发式成泡的判断. 然而, 金属体系的热点主要由等离激元吸收主导, 吸收强度、温度分布和形貌稳定性均与介电结构不同, 其机理和应用边界不能直接外推到硅纳米结构^[19,20]. 硅纳米柱、纳米球和纳米盘可通过 Mie 散射和介电光学响应增强局部光场, 并在连续激光下产生可观温升^[21-25]. 硅纳米针尖进一步引入纳米曲率和强几何局域性, 有利于把光热响应和成核位点限制在针尖附近. 与此同时, 硅一阶拉曼峰半高宽可用于温度标定^[26-29], 使针尖既可作为局域光热源, 也可作为成泡前温度测量对象. 据此可区分过热水蒸气成核与溶解气体析出.

本文利用浸没于水中的单根硅纳米针尖研究连续激光下的局域光热增强和低功率气泡成核行为^[30-32]. 通过电磁场与热传导耦合仿真, 分析激光焦点位置和针尖顶端半径对局部温升的影响; 通过硅一阶拉曼峰半高宽测温, 比较硅针尖和平面硅基底的单位功率温升; 结合原位气泡观测和经典成核分析, 讨论了阈值功率附近气泡的成核通道及纳米曲率对成核势垒的影响, 研究结果为低扰动微尺度相变调控提供了依据.

2 模拟与实验

2.1 有限元模型

为定量分析连续激光照射下硅纳米针尖在水中的局部热效应, 本文建立二维电磁场与热传导耦合

有限元模型. 如图 1 所示, 针尖整体高度为 1500 nm、锥角 18°. 顶端局部高度为 500 nm、锥角为 10°, 尖端半径设为 6—10 nm. 针尖外围设置 25000 nm×15000 nm 水域以描述热扩散, 电磁计算区域最外层设置厚度 1000 nm 的完美匹配层, 以削弱外边界反射.

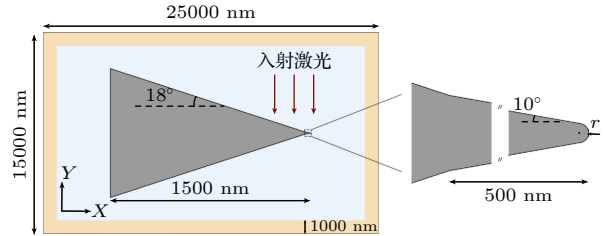


图 1 针尖与计算域的有限元模型示意图

Fig. 1. Schematic of the finite-element model for the silicon nanotip and the surrounding water domain.

电磁场以散射场形式的高斯光束作为入射源, 激发波长为 532 nm, 背景介质为水, 折射率取 1.3337. 硅在 532 nm 处的折射率取 $4.152+0.0518i$ ^[33], 光束束腰半径为 3.0 μm , 光束功率为 25 mW. 计算时先求解针尖附近的电磁场分布, 再将电磁吸收产生的体功耗密度传递至传热模块. 传热模块考虑硅针尖与周围水域的热传导. 所用物性参数列于表 1.

表 1 模型中所用的材料热物性参数

Table 1. Thermophysical parameters used in the model.

材料	热导率 k $/(W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1})$	密度 ρ $/(kg \cdot m^{-3})$	比热容 c_p $/(J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1})$
水	0.6	998	4180
硅(块体)	149	2330	707

针尖局部尺寸小于硅的声子平均自由程 $\Lambda = 43$ nm, 热导率需考虑尺寸效应^[34]. 本文采用 Chen^[35] 给出的受限尺寸下声子边界散射近似:

$$k_{si}(x) = \frac{3k_{bulk}}{3 + 4\Lambda/d(x)}, \quad k_{bulk} = 149 \text{ W/(m} \cdot \text{K)},$$

$$\Lambda = 43 \text{ nm}, \quad (1)$$

式中, $d(x)$ 为针尖在该位置的特征尺寸 (局部直径). 在边界条件方面, 针尖底部与外水域边界设为恒温 $T_0 = 293.15$ K. 稳态温度场满足:

$$\nabla \cdot (k \nabla T) + Q_h = 0, \quad (2)$$

其中, k 为局部热导率, T 为温度, Q_h 为电磁吸收产生的体热源项, 由电磁场求解结果直接给出. 为预判仿真结果, 可用稳态热阻网络进行尺度估算.

热量主要从针尖顶端经硅锥体、硅与水界面传向水域. 硅锥体内部热阻、硅与水界面的 Kapitza 热阻和外水域扩散热阻处于相近数量级^[36–38], 因此不存在单一的绝对瓶颈. Biot 数远小于 1, 说明针尖内部温度近似均匀, 主要温度梯度分布在外水域. Knudsen 数约为 0.4, 说明针尖顶端处于过渡尺度, 热导率需要采用 (1) 式的尺寸修正. 该尺度估算将与第 3 节的仿真和拉曼测温结果对照.

2.2 样品与实验系统

实验样品包括单晶硅纳米针尖与单晶硅抛光基底. 硅针尖样品取自商用单晶硅 AFM 探针, 典型高度约 15 μm , 尖端半径 < 10 nm; 硅基底尺寸为 10 mm $\times$ 10 mm. 532 nm 激光经 100 $\times$ 显微物镜 (NA = 0.9) 聚焦至样品表面, 聚焦光束半径约 3 μm . 本实验选择 532 nm 作为拉曼激发波长, 主要基于拉曼信号强度和硅材料光吸收特性的综合考虑. 532 nm 是硅拉曼测量中常用的可见光激发波长, 可有效激发硅一阶拉曼峰, 并获得较高信噪比; 同时, 单晶硅在该波段具有明显光吸收, 有利于诱导硅纳米针尖附近的局域光热效应. 因此, 该波长既可用于拉曼光谱采集, 也可作为激发硅纳米针尖光热响应的光源.

如图 2 所示, 待测样品固定于盛满去离子水的

石英皿中, 石英皿置于三维位移台上. 激光照射位置由 CCD 摄像头实时监测, 以保证激光作用于针尖顶部或硅基底中心区域. 本系统同时用于拉曼测温与气泡原位观测; 气泡观测时, 在样品池侧方布置高速摄像机 (5000 fps, 空间分辨率约 0.5 $\mu\text{m}/\text{pixel}$), 记录激光诱导气泡的产生与演化, 气泡观测在 6 个独立针尖样品上重复进行.

2.3 拉曼测温方法

基于硅一阶拉曼峰半高宽 (FWHM) 对温度的响应, 对硅材料进行温度标定实验^[39–41]. 如图 3(a) 所示, 532 nm 激光经反射镜与显微物镜聚焦到置于温控台上的硅样品表面, 散射信号由拉曼光谱仪 (Omni- λ 500i, Zolix) 采集, 所用光栅为 1800 g/mm, 光谱分辨率约为 0.5 cm^{-1} . 在拉曼测温中, 峰位移除受温度影响外还可能受到热应力与局部应变的共同作用, 而半高宽主要反映声子寿命变化、对热应力不敏感, 因此更适用于激光加热条件下硅针尖体系的原位测温^[26,29].

温度标定时, 将硅样品置于温控台上, 在 27—212 $^{\circ}\text{C}$, 即 300—485 K 范围内逐步升温. 该区间覆盖后续仿真给出的针尖最高温度, 可避免将线性标定外推到实验工作区之外. 每个温度点保持 5 min 热平衡后采集拉曼光谱, 积分时间为 10 s, 重复 3 次

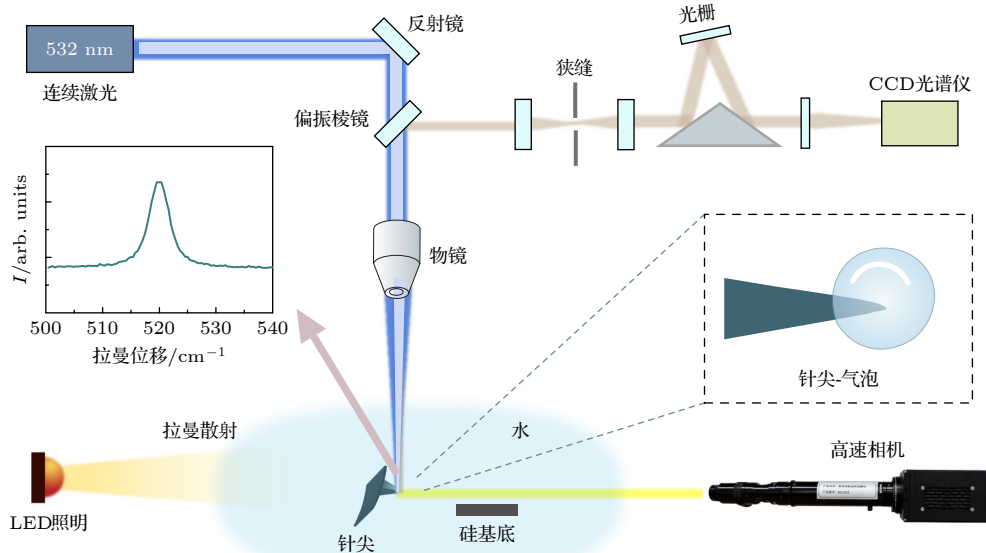


图 2 拉曼测温与气泡观测实验系统示意图, 实验系统集成了拉曼测温、激光聚焦、样品定位和高速成像模块, 可同步约束局部温度与成泡位置

Fig. 2. Schematic of the Raman thermometry and bubble observation system, the experimental system integrates Raman temperature measurement, laser focusing, sample positioning and high-speed imaging modules, which can synchronously constrain local temperature and bubble forming position.

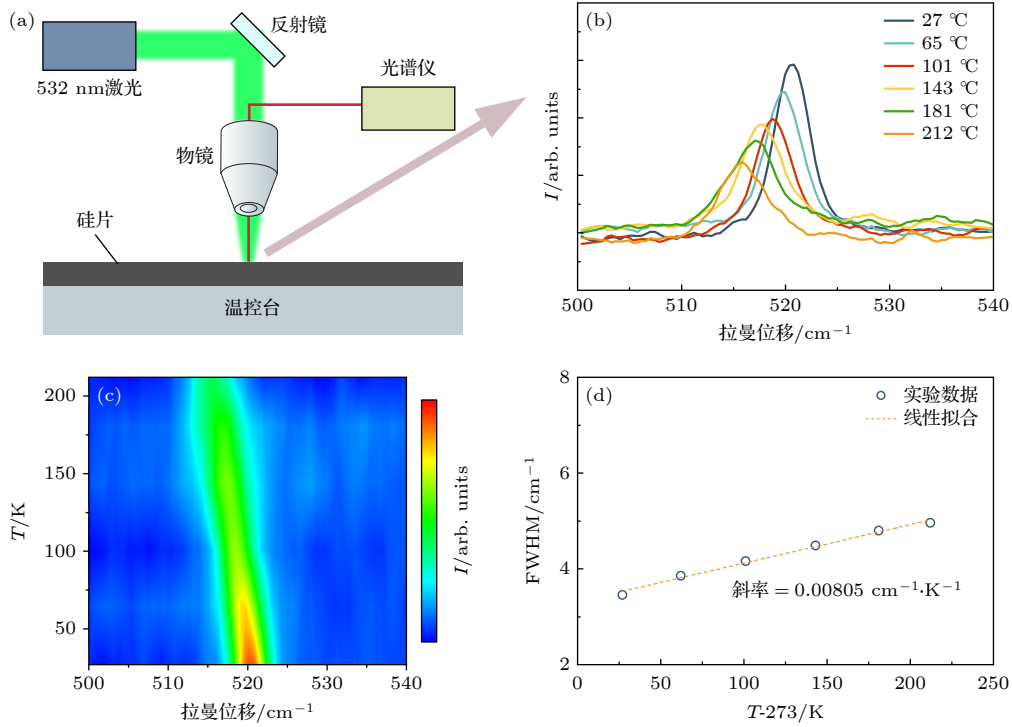


图 3 硅材料的温度标定结果 (a) 温度标定实验示意图; (b) 27—212 °C 范围内拉曼光谱的演化; (c) 拉曼峰半高宽随温度的展宽; (d) 半高宽与温度的线性关系; 硅的一阶拉曼峰半高宽随温度近似线性增大, 可作为后续局部温升换算的依据

Fig. 3. Temperature calibration of silicon: (a) Schematic of the calibration setup; (b) Raman spectra at temperatures from 27 to 212 °C; (c) broadening of the Raman peak with temperature; (d) linear relation between FWHM and temperature; the FWHM of the first-order Raman peak of silicon increases approximately linearly with temperature, which can be used as the basis for subsequent local temperature rise conversion.

取平均. 图 3(b) 给出了不同温度下硅一阶拉曼峰的光谱演化. 图 3(c) 显示, 随温度升高谱峰半高宽逐渐增大, 反映晶格热振动增强、声子间非简谐散射加剧和声子寿命缩短. 随后采用 Voigt 函数拟合拉曼谱峰, 提取半高宽并建立其与温度的定量关系.

如图 3(d) 所示, 在所考察温度范围内硅一阶拉曼峰半高宽与温度近似线性, 可表示为

$$\Gamma(T) = \Gamma_0 + \eta(T - T_0), \quad (3)$$

其中 Γ_0 为参考温度 T_0 下的半高宽, η 为半高宽温度系数. 线性拟合给出 $\eta = (8.05 \pm 0.37) \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}/\text{K}$, $R^2 = 0.992$, 表明硅一阶拉曼峰半高宽对温度具有良好的线性响应. 由此可将后续激光照射条件下的半高宽变化量换算为局部温升. 测温不确定性主要来源于拉曼光谱峰形拟合过程中半高宽提取误差, 以及半高宽-温度标定曲线拟合系数的不确定性. 在由半高宽变化换算局部温升时, 上述不确定性会传递到最终温度结果中, 因此, 本文结合峰形拟合误差和标定曲线拟合误差, 对拉曼测温结果的可靠性进行评估.

3 结果与讨论

3.1 聚焦位置对针尖温升的影响

首先通过有限元计算考察激光聚焦位置对针尖局部温升的影响. 图 4 给出了不同聚焦位置下的稳态温度分布, 以及局部最高温度随聚焦偏移距离的变化. 图 4(a)—(c) 分别对应聚焦点与针尖顶端间隔 $D = 0, 2, 5 \text{ }\mu\text{m}$ 的情形. 结果显示, 聚焦位置既改变热点的空间位置, 也决定针尖可截获的有效光热能量.

如图 4(a) 所示, $D = 0 \text{ }\mu\text{m}$ 时激光焦点与针尖顶端重合, 热点集中在尖端附近, 但高温区域范围较小, 局部最高温度约 408 K. 当焦点后移至 $D = 2 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 针尖附近高温区域明显扩大, 最高温度升至约 475 K, 如图 4(b) 所示. 此时针尖几何带来的局部热集中与较大的有效受热体积同时发挥作用, 热量沿针尖轴向汇聚更充分. D 进一步增至 $5 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 更多激光能量分布在远离尖端的位置, 顶端热积累能力下降, 最高温度回落至约 412 K. 图 4(d)

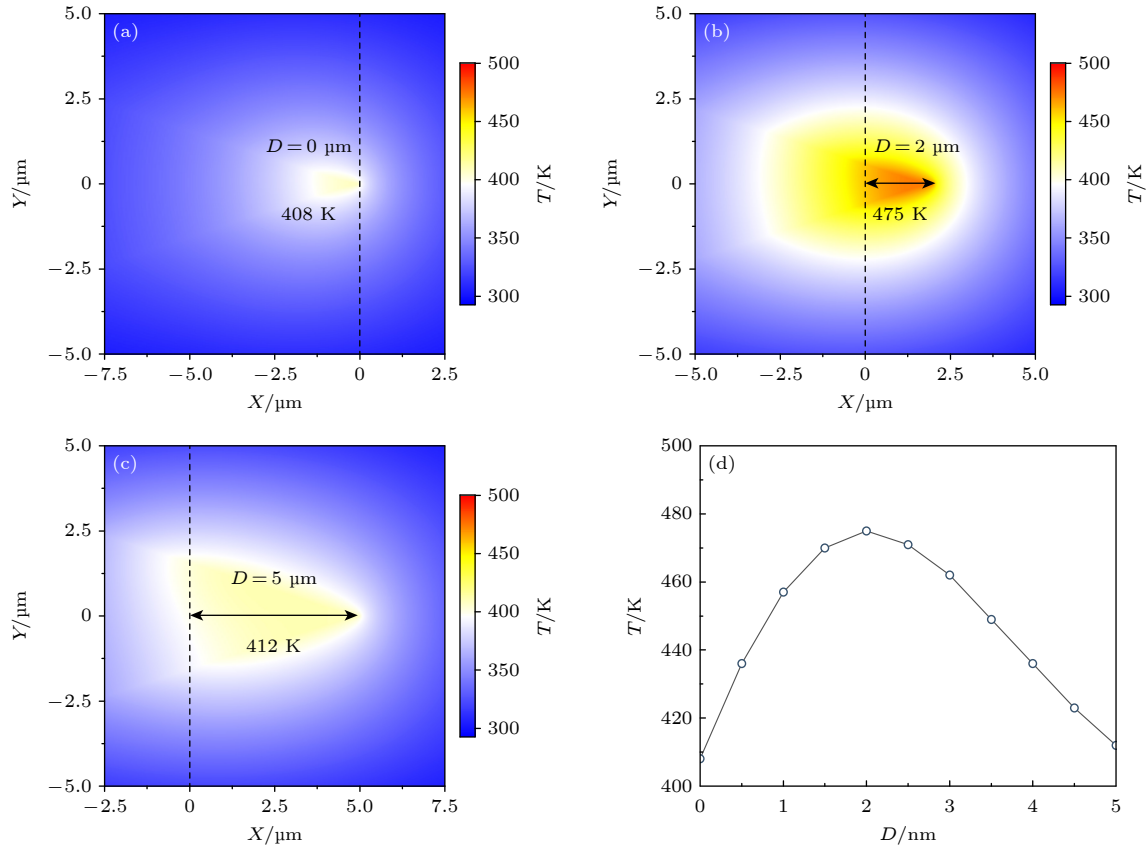


图 4 聚焦点位置对针尖温升的影响 (a)–(c) 聚焦点与针尖顶端间隔分别为 (a) 0 μm , (b) 2 μm , (c) 5 μm 时的温度分布; (d) 针尖局部最高温度随间隔距离的变化; 不同焦点偏移对应的温度场表明, 当焦点相对针尖顶端后移约 2 μm 时, 针尖对入射能量的截获最充分, 最高温升最大

Fig. 4. Influence of focal-point position on the nanotip temperature rise: (a)–(c) Temperature distribution for $D =$ (a) 0 μm , (b) 2 μm , and (c) 5 μm ; (d) the maximum nanotip temperature as a function of D ; the temperature field corresponding to different focus shifts shows that when the focus moves back about 2 μm from the tip, the tip intercepts the incident energy most fully and the maximum temperature rise is the largest.

的趋势说明, 针尖局部加热并非在焦点与顶端完全重合时最强, 而是在适当偏移时达到最大; 本研究中的最佳聚焦位置约为 $D = 2 \mu\text{m}$.

约 2 μm 的最优偏移不能简单归因于焦点光强最大. 水中等效波长约为 398 nm, 对应的高斯光束瑞利长度远大于针尖整体高度 1.5 μm , 因此轴向光强在针尖尺度上变化不大. 更合理的解释是, 焦点偏移后, 光束与针尖锥体的有效吸收体积更加匹配. 当 $D = 0$ 时, 聚焦激光主要照亮针尖顶端的极小体积, 参与吸收的硅体积有限. 当 D 增至 1–3 μm 时, 光束与针尖锥体的重叠增加, 吸收功率提高. 当 D 继续增大后, 聚焦激光更多落在水域, 水在 532 nm 吸收很弱, 针尖截获的光能下降. 仿真得到的最优偏移约为 2 μm , 与这一尺度分析一致 [18]:

$$Z_R = \pi \frac{w_0^2}{\lambda_w} \approx \pi \frac{(3 \mu\text{m})^2}{0.4 \mu\text{m}} \approx 70 \mu\text{m}. \quad (4)$$

(4) 式表明, 该瑞利长度远大于针尖整体高度

1.5 μm , 轴向光强在针尖尺度上近似不变. 除前述有效吸收体积匹配外, 水与空气的折射率差异还会引入几何焦点偏移, 使针尖顶端与实际聚焦光束之间存在微米量级偏差. 两者共同决定了约 2 μm 的最优偏移, 与尺度分析一致 [18].

3.2 针尖尺寸对针尖温升的影响

在确定最佳聚焦位置后, 进一步考察针尖顶端半径 r 对局部温升的影响. 图 5 为 $D = 2 \mu\text{m}$ 条件下不同 r 对应的温度分布和最高温度变化. 图 5(a) 对比 $r = 6 \text{ nm}$ 与 $r = 8 \text{ nm}$ 的温度场. 两者均在顶端附近形成热点, 但温度水平不同. $r = 6 \text{ nm}$ 时局部最高温度约 475 K, 高温区主要集中在尖端附近. r 增大至 8 nm 后, 最高温度升至约 486 K, 高温区域也略有扩大. 这说明在 6–10 nm 范围内, 适当增大顶端半径可提高针尖对入射光的有效吸收, 从而增强局部热积累.

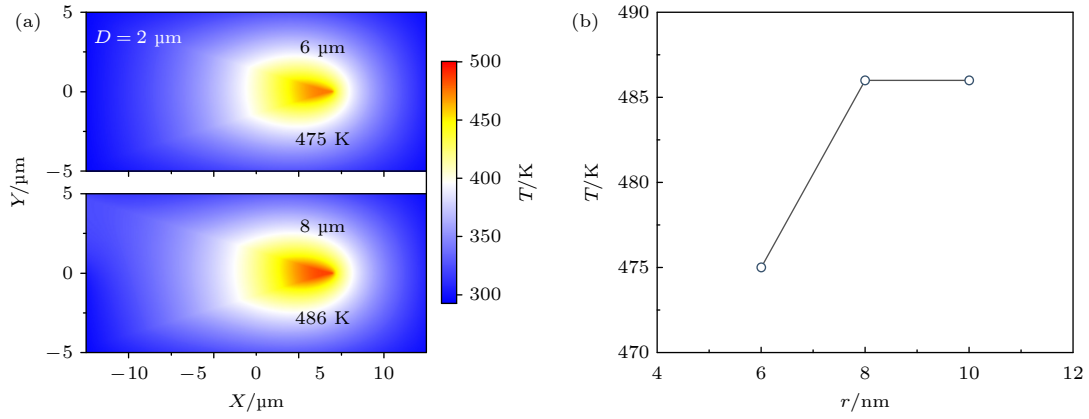


图 5 针尖尺寸对局部温度分布的影响 (a) $r = 6 \text{ nm}$ 与 $r = 8 \text{ nm}$ 时的局部温度分布; (b) 针尖最高温度随顶端半径的变化

Fig. 5. Influence of apex size on the local temperature distribution: (a) Temperature distribution for nanotips with apex radii of 6 nm and 8 nm; (b) maximum nanotip temperature versus apex radius.

图 5(b) 给出局部最高温度随 r 的变化. r 由 6 nm 增至 8 nm 时, 最高温度由 475 K 升至 486 K. r 继续增至 10 nm 后, 温度基本维持在 486 K 附近. 该结果表明顶端尺寸对温升的影响不是简单单调关系, 而是由吸热体积增大和热扩散增强共同决定. 当 r 过小时, 光照与吸收体积受限. 当 r 适度增大时, 受光和吸热体积增大, 温升提高. r 进一步增大时, 受限尺寸效应减弱, 热导率回升, 热扩散增强, 吸热与散热达到新的平衡 [35]. 因此, $r = 8\text{—}10 \text{ nm}$ 是后续实验选择的较优几何范围. 这一饱和趋势也可从 Mie 散射和 Rayleigh 极限的尺度关系理解 [42]. 由于针尖顶端半径远小于水中波长对应的特征尺度, 针尖顶部可近似处于 Rayleigh 极限, 等效介电球的极化率与吸收截面可写为

$$\alpha = 4\pi r^3 \frac{\varepsilon_{\text{si}} - \varepsilon_{\text{w}}}{\varepsilon_{\text{si}} + 2\varepsilon_{\text{w}}},$$

$$\sigma_{\text{abs}} = k_{\text{w}} \text{Im}(\alpha) \propto r^3 \text{Im} \left[\frac{\varepsilon_{\text{si}} - \varepsilon_{\text{w}}}{\varepsilon_{\text{si}} + 2\varepsilon_{\text{w}}} \right], \quad (5)$$

其中硅和水的介电常数分别取文献值 [33,43]. 代入后可知, 硅介电结构的吸收强度低于金属等离子激元结构, 但较大的实部介电常数仍有利于在介电纳米结构中形成局域热点 [17,22]. 另一方面, 稳态散热可近似写为

$$\Delta T \approx \frac{P_{\text{abs}}}{4\pi r k_{\text{w}}} \propto \frac{r^3}{r} = r^2. \quad (6)$$

该近似给出温升随 r 增大的低阶趋势. 实际体系中, 当 r 接近硅声子平均自由程 $\Lambda = 43 \text{ nm}$ 时, 硅针尖热导率逐渐接近块体值, 热阻下降, 散热增强 [44]. 同时, Rayleigh 极限的高阶修正和 Mie 多极散射开始介入, 体吸收效率不再持续增加. 吸收增

强和散热增强之间的竞争, 使 $r = 8\text{—}10 \text{ nm}$ 成为本研究中的较优窗口.

3.3 针尖与基底的拉曼测温结果

为实验表征针尖局部热增强效应, 采用 2.3 节建立的拉曼标定关系, 对硅基底与硅针尖在水中的温升进行了原位测量. 图 6(a), (b) 分别给出硅基底与硅针尖在不同激光功率下的拉曼光谱. 当激光功率由 1.57 增至 14.74 mW 时, 二者一阶拉曼峰均出现明显展宽; 针尖样品的展宽更为显著, 表明其局部热积累能力更强. 图 6(c) 给出半高宽随激光功率的变化: 硅基底的拟合斜率为 $(1.78 \pm 0.34) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}/\text{mW}$, $R^2 = 0.930$; 硅针尖的斜率达到 $(6.22 \pm 0.29) \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}/\text{mW}$, $R^2 = 0.996$, 约为硅基底的 3.5 倍.

结合图 3(d) 给出的标定系数, 可将半高宽变化换算为温升. 图 6(d) 给出硅基底与硅针尖的温升随功率变化的关系. 硅基底的单位功率温升系数为 $(2.22 \pm 0.43) \text{ K/mW}$, 硅针尖为 $(7.72 \pm 0.36) \text{ K/mW}$. 在 14.74 mW 时, 硅针尖与硅基底的温升分别约为 114 K 与 33 K, 差距明显.

拉曼测温结果表明, 硅针尖在水中的局部热响应明显强于硅基底, 并与第 3.1 节和 3.2 节有限元仿真保持定量一致. 针尖与基底的单位功率温升比值为 $7.72/2.22 \approx 3.47$, 接近仿真给出的 8—10 nm 针尖相对基底温升比值.

3.4 针尖气泡的观测

在明确硅针尖具有更强局部热响应后, 进一步对其气泡生成现象进行实验观察. 图 7(a) 为针尖

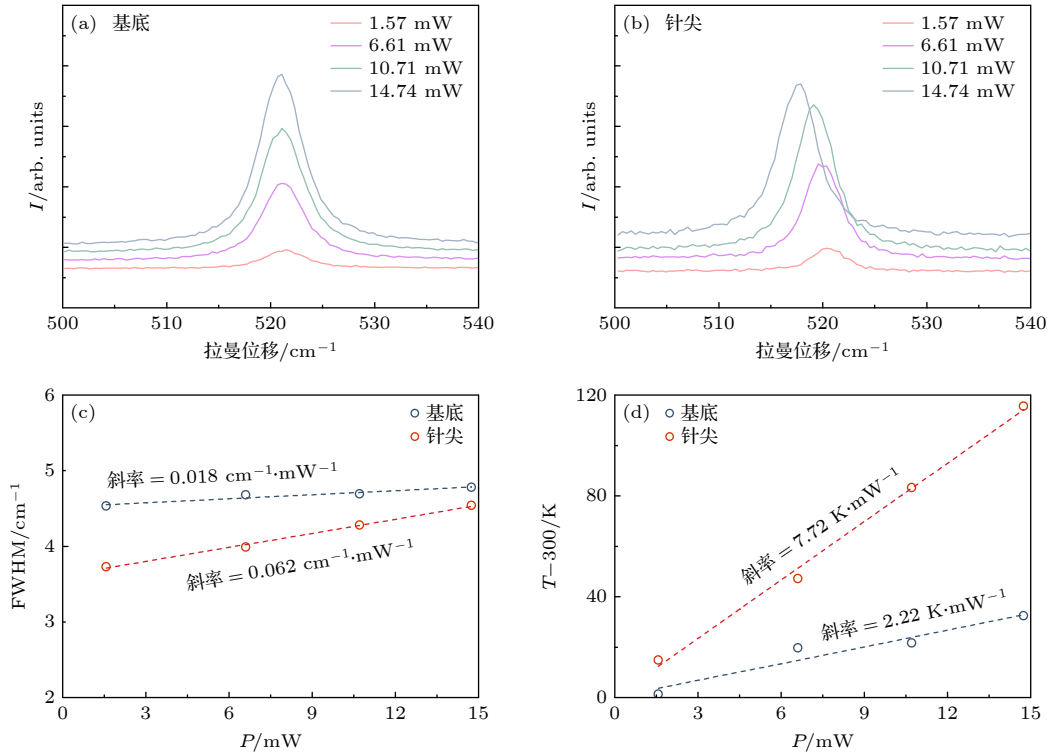


图 6 针尖与硅基底在水中的拉曼测温结果 (a) 硅基底在不同激光功率下的拉曼光谱; (b) 硅针尖在不同激光功率下的拉曼光谱; (c) 半高宽随功率的变化; (d) 温升随功率的变化

Fig. 6. Raman thermometry of the silicon substrate and the silicon nanotip in water: (a) Raman spectra of the substrate at different laser powers; (b) Raman spectra of the nanotip; (c) FWHM versus power; (d) temperature rise versus power.

浸没于水中的原始光学图像, 针尖顶部附近未见明显气泡; 如图 7(b) 所示, 在 25 mW 连续激光照射下, 针尖顶部形成了稳定气泡, 气泡中心与仿真预测的最高温区域偏差 $< 0.5 \mu\text{m}$, 与局部热点位置吻合 [45,46]. 在 6 个独立针尖样品上重复实验, 平均成泡阈值功率 $P_{\text{th}} = (21 \pm 3) \text{ mW}$, 最低观测值 17 mW, 体现出该体系在低功率连续激光下成核的可重复性.

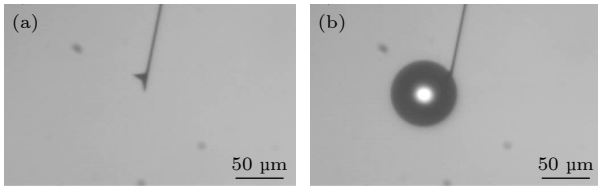


图 7 针尖气泡现象的观测 (a) 针尖在水中的光学图像; (b) 25 mW 激光照射下针尖顶部的气泡; 气泡在针尖顶部热点区域出现, 低功率连续激光可在针尖附近诱导稳定气泡成核

Fig. 7. Observation of the nanotip-induced bubble: (a) Optical image of the nanotip in water; (b) stable bubble at the nanotip apex under 25 mW continuous-wave laser irradiation, low power CW laser can induce stable bubble nucleation near the tip.

拉曼测温功率上限为 14.74 mW, 低于气泡阈值, 考虑到标定区间 300—485 K 已覆盖目标温度, 并假定成泡前线性关系未发生显著偏离, 由针尖单位功率温升系数估算, 25 mW 时温升约为 $(193 \pm 5) \text{ K}$, 对应温度约为 486 K, 估值范围为 $(485 \pm 15) \text{ K}$. 该温度与有限元仿真给出的 475—486 K 区间相符. 所观察到的稳定气泡显著大于热点空间尺度, 且在关闭激光后于 μs 量级迅速消失, 提示其形成与水的过热水异质成核过程相关. 后文将从经典成核理论和气泡类型判据出发讨论该机制.

3.5 过热水异质气泡成核

本文在 25 mW 连续激光下估算的针尖局部温度约为 486 K, 明显高于常压沸点 373 K, 对应过热度约 113 K. 但这一温度仍低于水在常压下的 spinodal 温度 (约 593 K, 约为临界温度 647 K 的 0.92 倍) [13,15]. 因此, 本实验中的气泡不应理解为脉冲激光下那种接近 spinodal 极限的爆发式均相成核, 而更接近于固体表面附近过热水的异质成核过程. 为了判断成核阈值, 可先采用经典异质成核理论作基准估算. 固体表面对成核势垒的降低通常由

几何因子 $f(\theta)$ 描述, 其中 θ 为硅与水接触角:

$$f(\theta) = \frac{(2 + \cos \theta)(1 - \cos \theta)^2}{4}. \quad (7)$$

取硅与水接触角 $\theta \approx 80^\circ$, 文献典型范围为 70° — 85° [47], 可得 $f(\theta) \approx 0.37$. 再取 486 K 下水的表面张力约为 38 mN/m, 过热水与蒸气之间的有效压差约为 1.9 MPa, 则临界气泡半径可写为

$$\begin{aligned} r^* &= \frac{2\sigma}{\Delta P_k} \approx \frac{2 \times 0.038 \text{ N/m}}{1.9 \times 10^6 \text{ Pa}} \\ &\approx 4.0 \times 10^{-8} \text{ m} = 40 \text{ nm}. \end{aligned} \quad (8)$$

由此得到的临界半径为 30—50 nm. 这个数值并不大, 但已经明显大于针尖顶端半径, 后者约为 10 nm. 也就是说, 成核初期的气泡并不是长在一个近似平面上, 而是受到针尖强曲率表面的约束. 此时继续套用平面表面上的接触角和体相表面张力, 会高估成核势垒. 将上述参数代入经典成核势垒表达式:

$$\Delta G_{\text{het}}^* \approx \frac{16\pi \times (0.038)^3}{3 \times (1.9 \times 10^6)^2} \times 0.37 \approx 1.0 \times 10^{-16} \text{ J}. \quad (9)$$

经典模型给出的 $\Delta G^*/(k_B T)$ 约为 10^3 量级. 若完全按照这一势垒估算, (21±3) mW 的连续激光阈值下几乎不应出现可重复气泡, 这与实验事实不符. 因此, 经典 CNT 在这里更适合作为“平面体系的参照”, 而不是对纳米针尖成核的完整描述. 造成这一差异的物理原因主要来自针尖几何. 首先, r 约为 10 nm 的顶端曲率会改变气泡胚胎与固体表面的接触边界, 使平面接触角模型不再严格适用. 其次, 曲率半径与临界气泡半径处于同一数量级, 界面表面张力可能出现曲率相关修正. 已有研究表明, 接近过热极限时有效表面张力可显著低于体相取值 [15]. 最后, 实际针尖表面还可能存在纳米尺度粗糙、缺陷或局部吸附层, 这些位置会进一步降低异质成核的有效势垒. 因此, 低阈值成泡并不意味着体系达到 spinodal 爆发条件, 而是说明纳米针尖提供了比平面硅基底更有利的成核条件.

针尖加热的特征长度约为 100 nm, 按热扩散估算, 局部升温可在 ns 量级完成. 而溶解气体跨越约 1 μm 距离的扩散时间约为 0.5 ms, 慢了约 10^5 — 10^6 倍. 486 K 时水蒸气饱和压力约为 1.9 MPa, 也远高于常温空气在水中的分压量级. 因此, 在激光开启后的成泡瞬间, 蒸气成核在热力学和时间尺度上都更占优势. 实验中关断激光后气泡在 μs 量

级迅速消失, 也更符合蒸气气泡冷凝塌缩, 而不是气体泡缓慢扩散消失的特征. 因此, 硅纳米针尖在连续激光下会先形成局域过热水, 随后在针尖曲率和表面微结构共同作用下触发蒸气主导的异质成核.

4 结 论

本文研究了硅纳米针尖在连续激光照射下的局部光热响应及低功率气泡成核行为. 发现了焦点相对针尖顶端偏移约 2 μm 时温升最高, 当顶端半径增至 8—10 nm 后, 最高温度趋于饱和. 该结果可由焦点偏移引起的有效吸收体积匹配, 以及 Rayleigh 极限下吸收增强与热扩散增强之间的竞争共同解释. 拉曼半高宽测温给出, 硅针尖的单位功率温升系数为 (7.72 ± 0.36) K/mW, 约为硅基底 (2.22 ± 0.43) K/mW 的 3.5 倍, 与仿真预测一致. 在平均阈值功率 (21 ± 3) mW 附近, 针尖顶部可形成稳定气泡. 25 mW 工作点对应局部温度约为 (485 ± 15) K, 处于水的过热区. 经典异质成核估算给出的势垒明显高于实验阈值所允许的成核率, 说明平面接触角和体相表面张力假设难以直接用于 r 约为 10 nm 的针尖几何. 结合时间尺度判据, 本文认为该气泡以过热水中的蒸气主导异质成核为主, 针尖曲率是降低有效成核势垒的关键因素.

感谢武汉大学相关微纳加工平台在 AFM 探针表征方面的支持.

参考文献

- [1] Escobedo C, Brolo A G 2025 *Lab Chip* **25** 1256
- [2] Wang F L, Wang Z Y, Dong L H, Liu H, Yang L J, Wang Y L 2024 *Adv. Funct. Mater.* **34** 2403606
- [3] Moon S, Zhang Q S, Xu Z H, Huang D, Kim S, Schiffbauer J, Lee E, Luo T F 2021 *J. Phys. Chem. C* **125** 25357
- [4] Yang S, Hong C C, Zhu G D, Anyika T, Hong I, Ndukaife J C 2024 *Adv. Phys. X* **9** 2416178
- [5] Lin X W, Lin X Y, Li Z J, Xiang L F, Zhou Z F 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 174402 (in Chinese) [林祥伟, 林心怡, 黎芷均, 向临风, 周致富 2025 物理学报 **74** 174402]
- [6] Li P K, Cai L L, Liu X L, Yang R G 2025 *Nano Energy* **140** 111080
- [7] Schoppink J J, Krizek J, Moser C, Rivas D F 2023 *Exp. Therm. Fluid Sci.* **146** 110926
- [8] Li X L, Wang F L, Xia C L, The H L, Bomer J G, Wang Y L 2023 *Small* **19** 2302939
- [9] Moon S, Zhang Q S, Huang D Z, Senapati S, Chang H C, Lee E, Luo T F 2020 *Adv. Mater. Interfaces* **7** 2000597
- [10] Wang X, Xu Y D, Liu J L, Zhang Q Z, Yin H Y, Zhang C, Belfiore L A, Mao S, Tang J G 2025 *Opt. Laser Technol.* **181**

- 111845
- [11] Zhang L Y, Xu J L, Lei J P 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 234702 (in Chinese) [张龙艳, 徐进良, 雷俊鹏 2018 物理学报 **67** 234702]
- [12] Xia C L, Hu Z B, Wang F L, Wang Z Y, Wang Y L 2025 *Int. J. Mech. Sci.* **290** 110099
- [13] Sharma Y, Ohl C D, Rosselló J M 2024 *Sci. Rep.* **14** 30491
- [14] Huang D Z, Lei J J, Zhang N, Huang X N, Wu S J, Schiffbauer J E, Yue Y N 2025 *Langmuir* **41** 6268
- [15] Wang F L, Hu Z B, Zeng B L, Xia C L, Dong L H, Wang H M, Yang L J, Wang Y L 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 064001
- [16] Baffou G, Polleux J, Rigneault H, Monneret S 2014 *J. Phys. Chem. C* **118** 4890
- [17] Baffou G, Cichos F, Quidant R 2020 *Nat. Mater.* **19** 946
- [18] Baffou G, Berto P, Bermúdez Ureña E, Quidant R, Monneret S, Polleux J, Rigneault H 2013 *ACS Nano* **7** 6478
- [19] Wang S J, Su D, Zhang T 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 144401 (in Chinese) [王善江, 苏丹, 张彤 2019 物理学报 **68** 144401]
- [20] Zhao C, Sun H, Zheng Y Q, Li S, Yang H N 2023 *J. Phys. Chem. C* **127** 16818
- [21] Dara P, Käll M 2025 *J. Phys. Chem. C* **129** 5502
- [22] Cao L Y, Fan P Y, Vasudev A P, White J S, Yu Z F, Cai W S, Schuller J A, Fan S H, Brongersma M L 2010 *Nano Lett.* **10** 439
- [23] Kondo K, Karimi Habil M, Senda K, Adachi M, Morita K, Maruyama T, Sugimoto H, Fujii M 2024 *ACS Appl. Nano Mater.* **7** 23101
- [24] Fiedler S, Monin L, Sugimoto H, Fujii M, Albrecht W, Polman A 2025 *ACS Photonics* **12** 5668
- [25] Vikram M P, Nishida K, Li C H, Riabov D, Pashina O, Tang Y L, Makarov S V, Takahara J, Petrov M I, Chu S W 2024 *Nanophotonics* **13** 3581
- [26] Deng S G, Xu S, Gao J S, Wu H, She J J, Yue Y N 2022 *J. Phys. Chem. C* **126** 1922
- [27] Huang X N, Wang Y, Deng S G, Yue Y N 2023 *Int. J. Heat Mass Transfer* **209** 124124
- [28] Huang X N, Sun Q S, Xu S, Yue Y N, Wang X W, Xuan Y M 2024 *Appl. Phys. Lett.* **125** 072201
- [29] Beechem T, Graham S, Kearney S P, Phinney L M, Serrano J R 2007 *Rev. Sci. Instrum.* **78** 061301
- [30] Zhang H K, Huang D Z, Li D S, Huang X N, Zhang N, Wu S J, Schiffbauer J, Liu S, Yue Y N 2026 *Cell Rep. Phys. Sci.* **7** 103192
- [31] Li D S, Huang X N, Huang D Z, Zhang N, Liao D M, Zhang Z F, Wu S J, Yue Y N 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 192205
- [32] Zhang H K, Huang D Z, Huang X N, Zhang N, Wu S J, Schiffbauer J E, Liu S, Yue Y N 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42** 080801
- [33] Aspnes D E, Studna A A 1983 *Phys. Rev. B* **27** 985
- [34] Hua Y C, Cao B Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 146501 (in Chinese) [华钰超, 曹炳阳 2015 物理学报 **64** 146501]
- [35] Chen G 1996 *J. Heat Transfer* **118** 539
- [36] Ran X, Cao B Y 2024 *Phys. Rev. B* **110** 024302
- [37] Wang A, Sheng Y F, Bao H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 037201 (in Chinese) [王奥, 盛宇飞, 鲍华 2024 物理学报 **73** 037201]
- [38] Xu S, Fan A, Wang H D, Zhang X, Wang X W 2020 *Int. J. Heat Mass Transfer* **154** 119751
- [39] Liu K, Sun H R 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 028501 (in Chinese) [刘康, 孙华锐 2020 物理学报 **69** 028501]
- [40] Fang Z Q, Hu M, Zhang W, Zhang X R 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 103 (in Chinese) [房振乾, 胡明, 张伟, 张绪瑞 2008 物理学报 **57** 103]
- [41] Yue Y N, Chen X W, Wang X W 2011 *ACS Nano* **5** 4466
- [42] Wei S Y, Huang H, Ma X Y, Huang H W, Xu X, Wang R Y 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 147301 (in Chinese) [魏思雨, 黄浩, 马小云, 黄海文, 徐欣, 王荣瑶 2025 物理学报 **74** 147301]
- [43] Hale G M, Querry M R 1973 *Appl. Opt.* **12** 555
- [44] Guo L B, Liu Y B, Yang L, Cao B Y 2025 *J. Appl. Phys.* **137** 081101
- [45] Zou Q F, Li P K, Liu X L, Yang R G 2025 *ASME J. Heat Mass Transfer* **147** 061601
- [46] Moon S, Martin L M, Kim S, Zhang Q S, Zhang R Z, Xu W, Luo T F 2024 *Sci. Adv.* **10** eadh1675
- [47] Chen L, Ngo D, Luo J W, Gong Y F, Xiao C, He X, Yu B J, Qian L M, Kim S H 2019 *Phys. Chem. Chem. Phys.* **21** 26041

SPECIAL TOPIC—Heat conduction and its related interdisciplinary areas

Low-power bubble nucleation enhanced by the localized photothermal effect of silicon nanotips under continuous-wave laser irradiation*

ZHANG Hongkai¹⁾²⁾# YANG Jianyi¹⁾²⁾# HUANG Xiaona¹⁾²⁾ ZHANG Nan¹⁾²⁾
 BAI Kunlun³⁾ YANG Changzhu³⁾ XIE Danmei¹⁾
 WU Shijing¹⁾²⁾ HUANG Dezhaoh¹⁾²⁾†

1) (School of Power and Mechanical Engineering, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

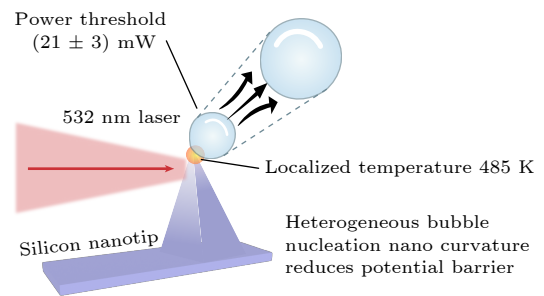
2) (Goneo Institute of New Energy, Wuhan University, Wuhan 430072, China)

3) (Dongfang Turbine Co., Ltd., Deyang 618000, China)

(Received 13 May 2026; revised manuscript received 7 June 2026)

Abstract

Site-defined and reproducible bubble nucleation is essential for microscale phase-change heat transfer, laser-induced thermofluidics, and localized thermal management. However, conventional heating methods usually produce broad thermal disturbances and poorly constrained nucleation sites. Here, we demonstrate low-power bubble nucleation in water by exploiting the localized photothermal response of a silicon nanotip under continuous-wave 532 nm laser irradiation. A two-dimensional electromagnetic-thermal coupled finite-element model is first established to resolve optical absorption and steady-state heat conduction around the immersed nanotip. The simulations show that the maximum temperature rise does not occur when the laser focus coincides with the nanotip apex, but appears at an axial offset of approximately $D = 2\ \mu\text{m}$, where the focused beam overlaps more effectively with the absorbing volume of the conical tip. Increasing the apex radius from 6 nm to 8 nm enhances the temperature rise, whereas further increasing the radius to 10 nm leads to near saturation because optical absorption and heat dissipation reach a new balance. Raman thermometry based on the full width at half maximum of the first-order silicon Raman peak gives a temperature-rise coefficient of $(7.72 \pm 0.36)\ \text{K/mW}$ for the nanotip, which is about 3.5 times that of a flat silicon substrate, $(2.22 \pm 0.43)\ \text{K/mW}$. Under continuous irradiation at 25 mW, a stable bubble forms at the nanotip apex, corresponding to a local temperature of approximately 485 K. Classical heterogeneous nucleation estimates and thermal-diffusion time-scale analysis indicate that bubble formation is dominated by vapor nucleation in locally superheated water, while the nanoscale apex curvature lowers the effective nucleation barrier beyond the prediction of a planar-interface model. These results clarify the coupling among nanotip geometry, localized photothermal heating, and low-power nucleation threshold, providing a feasible route for low-disturbance microscale phase-change control.



Keywords: silicon nanotip, continuous-wave-laser bubble nucleation, localized photothermal effect, heterogeneous nucleation

DOI: 10.7498/aps.75.20260682

CSTR: 32037.14.aps.75.20260682

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 52576087, 92573103).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: dh Huang2@whu.edu.cn



连续激光照射下的硅纳米针尖局域热响应与气泡成核研究

张宏凯 杨建翊 黄小娜 张楠 白昆仑 杨长柱 谢诞梅 巫世晶 黄德钊

Low-power bubble nucleation enhanced by the localized photothermal effect of silicon nanotips under continuous-wave laser irradiation

ZHANG Hongkai YANG Jianyi HUANG Xiaona ZHANG Nan BAI Kunlun YANG Changzhu XIE Danmei WU Shijing HUANG Dezhaohao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 160406 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260682

CSTR: 32037.14.aps.75.20260682

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260682>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

第一性原理研究合金元素对逆变奥氏体在Cu沉淀上异质形核的影响

First-principles study on effect of alloying elements on heterogeneous nucleation of reverse austenite on Cu precipitation

物理学报. 2022, 71(8): 086301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212144>

不同润湿条件下带正弦凸起粗糙表面上气泡成核的分子动力学研究

Molecular dynamics study on bubble nucleation on rough surfaces with sinusoidal protrusions under different wetting conditions

物理学报. 2025, 74(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250717>

表面材质对介电液体气泡成核及沸腾换热的微观影响机理

Microscopic influence mechanism of surface material on nucleation and boiling heat transfer of dielectric liquid bubbles

物理学报. 2025, 74(17): 174402 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250398>

光滑及粗糙表面纳米气泡成核与生长动力学行为

Nucleation and growth dynamics of nanobubbles on smooth and rough surfaces

物理学报. 2025, 74(2): 024702 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241487>

纳米成核点辅助结晶对钙钛矿光电探测器性能的影响

Effect of nano-nucleation sites assisted crystallization on performance of perovskite photodetector

物理学报. 2022, 71(17): 178102 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220189>

电解液浓度对光电极表面气泡演化及传质特性的影响

Effect of electrolyte concentration on bubble evolution and mass transfer characteristics on surface of photoelectrode

物理学报. 2024, 73(18): 188201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240533>