

壁面材质和温度场对熔融硅润湿角的影响

许多 丁建宁 袁宁一 张忠强 程广贵 郭立强 凌智勇

Effect of temperature field and different walls on the wetting angle of molten silicon

Xu Duo Ding Jian-Ning Yuan Ning-Yi Zhang Zhong-Qiang Chen Guang-Gui Guo Li-Qiang Ling Zhi-Yong

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 116801 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.116801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.116801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

微液滴在超疏水表面的受迫振动及其接触线的固着-移动转变

[Stick-slip transition of a water droplet vibrated on a superhydrophobic surface](#)

物理学报.2014, 63(21): 216801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.216801>

高生长速度条件下的“层片 $\leftrightarrow$ 棒状”共晶转变机理研究

[“Lamellar \$\leftrightarrow\$ rod” transition mechanism under high growth velocity condition](#)

物理学报.2013, 62(21): 216801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.216801>

纳米颗粒吸附岩心表面的强疏水特征

[The strong hydrophobic properties on nanoparticles adsorbed core surfaces](#)

物理学报.2012, 61(21): 216801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.216801>

多台阶器件结构深层表面光刻工艺优化

[The optimization of lithography process on the deep multi-stepped surface](#)

物理学报.2012, 61(20): 206801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.206801>

纳米颗粒水基分散液在岩心微通道中的双重减阻机制及其实验验证

[Dual drag reduction mechanism of water-based dispersion with hydrophobic nanoparticles in core microchannel and experimental verification](#)

物理学报.2012, 61(14): 146801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.146801>

壁面材质和温度场对熔融硅润湿角的影响*

许多¹⁾ 丁建宁^{1)2)3)4)†} 袁宁一²⁾³⁾⁴⁾ 张忠强¹⁾ 程广贵¹⁾
郭立强¹⁾ 凌智勇¹⁾

1)(江苏大学微纳米科学技术研究中心, 镇江 212013)

2)(常州大学低维材料微纳器件与系统研究中心, 常州 213164)

3)(江苏省光伏科学与工程协同创新中心(常州大学), 常州 213164)

4)(江苏省光伏工程科学国家重点实验室培育建设点, 常州 213164)

(2014年11月3日收到; 2014年12月26日收到修改稿)

本文建立了毛细模型, 采用微流动两相流水平集法计算了熔融态硅液与壁面的润湿角, 以人造金刚石作为壁面材料的计算结果与实验结果进行比较, 验证了该模型和计算方法的正确性. 在此基础上, 分别选用碳化硅、石墨和人造金刚石作为壁面材料, 探讨了不同壁面材料表面张力和壁面黏附力对润湿角的影响规律. 结果发现, 相同温度下的毛细力作用使得熔融硅液出现起伏上升现象; 润湿角均有不同程度的减小然后增大, 最终趋于稳定; 初始阶段, 由于气/熔融硅液表面张力与气/壁面表面张力之差变化较大, 液面起伏波动较大; 随后趋于稳定上升. 同时发现石墨作为壁面材料时, 以上变化更易趋于稳定. 该研究为熔体中生长晶体硅获得更稳定的生长环境提供了理论依据.

关键词: 润湿角, 熔融硅, 稳定性, 毛细效应

PACS: 68.08.Bc, 68.08.De, 68.08.-p, 02.70.Bf

DOI: 10.7498/aps.64.116801

1 引言

硅材料是地壳物质总含量的第二大材料, 被广泛应用于半导体电子元器件中, 尤其是光伏电池^[1,2]. 现有的硅片制造方法是利用多线切割技术对多晶硅或单晶硅锭上进行切片, 再辅以表面抛光处理. 但线切割技术, kerf损耗(切割过程中的Si损耗)高达50%以上, 材料浪费率很高. 另一种硅材料的形式是硅带(带状硅晶体), 用它来生产太阳能电池, 可省去普通单晶硅电池生产中的切片、抛光、腐蚀等步骤, 从而可以大幅度降低太阳能电池成本. 硅带可采用定边喂膜法、横向拉膜法、硅璞法、挤压法、石墨带控制等方法制备. 其中横向拉膜法(在水平方向上从坩埚中通过楔形晶体牵引熔融硅直接拉制硅片成型的方法)不与坩埚接触, 具

有杂质含量少的优点. 但要保证利用该方法成功制备质量可控的硅带, 就必须有稳定的硅带生长环境. 孙祉伟等^[3]研究了微重力环境下插入液体中的圆管毛细流动过程, 研究了润湿角和管径尺寸对毛细流动的影响. Yamamoto等在广义Navier边界条件(generalized Navier boundary condition, GNBC)的基础上运用MD软件建立了微管道润湿数值模型^[4], 并对模型的正确性进行了验证. 李永强等^[5]对微重力环境下无限长柱体内角毛细流动解析近似解进行了研究. Messmer等^[6]研究了小Marangoni数下双自由界面薄膜在密封管中的热毛细流动. 在最近的研究中, Daggolu等^[7]对水平生长法中的毛细效应以及弯月面、拉升速度和弯月面失效机理进行了研究分析. 这些研究工作, 为从熔体中直接拉制硅带提供了实验和理论依据.

* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 51335002)、国家自然科学基金(批准号: 11472117)和江苏高校优势学科建设工程资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dingjn@ujs.edu.cn

但是关于壁面材质对润湿角、液面形状以及整个毛细上升过程稳定性的影响未见研究报道. 本文运用数值模拟方法, 加入Marangoni效应对表面张力的影响, 研究不同温度和不同壁面材质条件下, 毛细现象对润湿角与液面上升稳定性的影响, 为超薄硅片成型中获得稳定的生长环境和制备更为平整的薄片提供理论依据.

2 物理模型

本文采用微流动两相流水平集法 (microfluidics two-phase flow level set method) 和修正的Navier-Stokes方程来模拟计算气液界面的传质过程, 液体与壁面 (毛细管内壁) 交界处考虑壁面黏附力和滑移. 如图1(a)所示, 本文采用的模型由一根直径为0.3 mm, 高0.5 mm的毛细管和水槽组成, 水槽直径0.6 mm, 深0.15 mm, 毛细管垂直立于水槽之中, 假设液面刚好淹没毛细管下管口. 图1(b)给出了模型网格划分情况, 初始条件下, 水槽中为不同温度下的熔融态硅, 毛细管中为空气. 本文在建模时, 采用几何对称方式构建模型, 图1(a)中未标注的边界均默认为壁面.

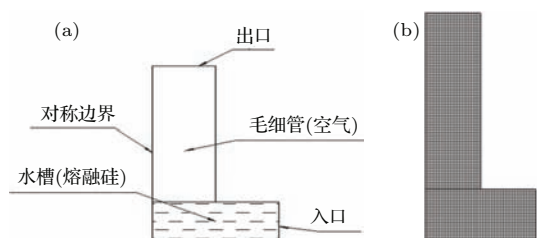


图1 (a) 毛细管的物理模型; (b) 模型网格划分

Fig. 1. (a) Physical model of capillary; (b) schematic meshing of model.

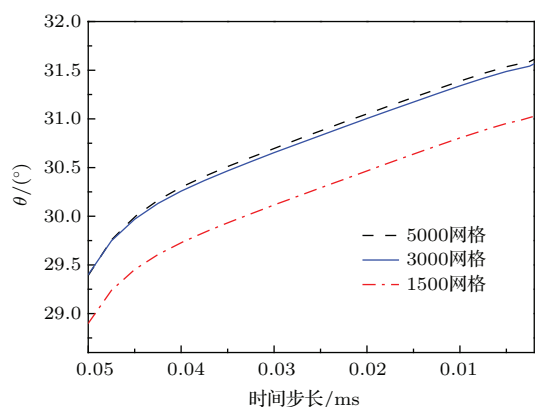


图2 (网刊彩色) 网格无关性验证

Fig. 2. (color online) Grids independence.

本文首先进行了不同网格划分细密程度对模型求解的影响测试, 采用不同网格密度对润湿角(θ)进行求解试算. 如图2所示, 在网格达到3000个网格单元时, 已经能够保证解的精确度, 与采用5000网格细密程度时解的误差很小, 为了兼顾精度和效率, 本文采用了3000个网格单元的网格细密度.

3 结果与讨论

图3给出了壁面材质为人造金刚石 (chemical vapor deposition diamond, CVD diamond), 温度为1748 K时, 熔融态硅在毛细效应作用下上升过程中的气液体积分数分布图. 图中气液分界面以下部分为熔融态硅, 以上部分为空气.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Phi = \tau \nabla \cdot \left(\varepsilon \nabla \Phi - \Phi (1 - \Phi) \frac{\nabla \Phi}{|\nabla \Phi|} \right), \quad (1)$$

式中采用气液分界面的流动传输方程计算固液分界面的传质过程, 其中 ε 为气液分界面的厚度, Φ 为体积分函数, τ 为初始化标量, $\mathbf{u}$ 为速度. 为了计算毛细效应, 定义壁面存在滑移并且考虑Marangoni效应对表面张力的影响, 结合温度场和Shvidkovski的黏度经验公式^[8], 修正Navier-Stokes方程:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot \left[-p \mathbf{I} + \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) \right] + \mathbf{n} + \rho \mathbf{g}, \quad (2)$$

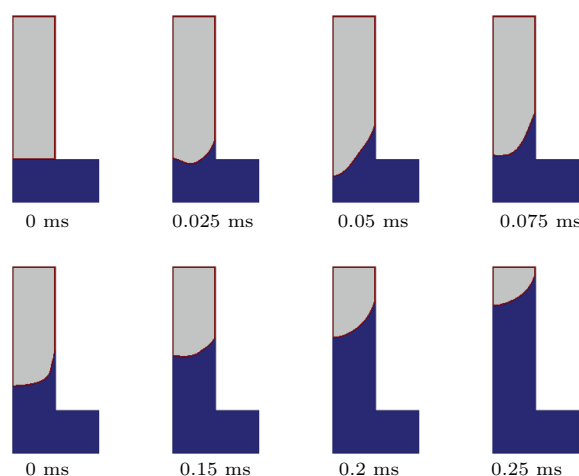


图3 (网刊彩色) 毛细上升过程的模拟

Fig. 3. (color online) Simulation of the thermal capillary raising process.

式中 ρ 为密度, μ 为动态黏度, p 为静态压力, g 为重力加速度, $\mathbf{I}$ 为单位矩阵, $\mathbf{n}$ 为作用于气液交界面的表面张力.

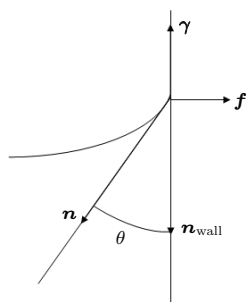


图4 作用力示意图

Fig. 4. Schematic of force on the wall.

图4为作用于液面和墙壁交界处作用力的示意图, 图中 θ 为润湿角, $\mathbf{n}_{\text{wall}}$ 为 $\mathbf{n}$ 沿壁面方向的分量, $\mathbf{f}$ 为壁面黏附力, γ 为固气交界面表面张力. 杨氏方程^[9]描述了润湿角与表面张力的关系式:

$$\cos \theta = \mathbf{n}^T (\mathbf{n}_{\text{wall}} - \gamma). \quad (3)$$

在液面上升过程的初期, 润湿角接近于 90° , $\mathbf{n}_{\text{wall}}$ 几乎为零, 靠近管壁液面在 γ 的作用下向上爬升, 而管壁中心的液面由于受到重力影响, 出现了轻微下降 (0.4 ms 时), 随着润湿角的逐渐减小, $\mathbf{n}_{\text{wall}}$ 逐渐增大, 与 γ 形成平衡 (0.15 ms 时), 靠近管壁的液面与管道中心液面所受力之差减小, 液面逐渐恢复, 开始稳定上升.

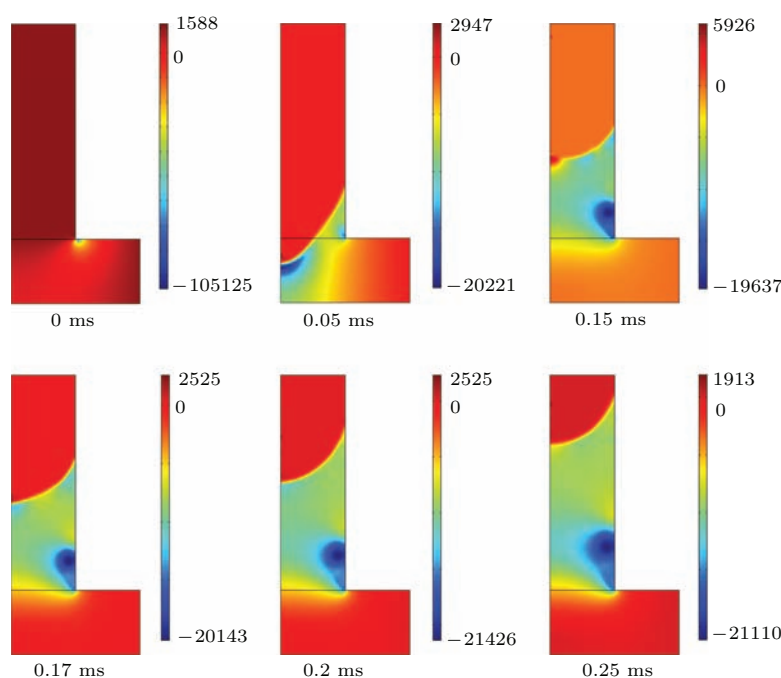


图5 (网刊彩色) 时间与压力云分布图 (Pa)

Fig. 5. (color online) Pressure distribution with different times (Pa).

压力变化与时间的关系如图5中所示, 根据热力学平衡条件以及表面压强公式^[10]

$$\delta H = - \int (p_1 - p_2) \delta \zeta df + \sigma \delta f, \quad (4)$$

式中 δH 为液面发生位移所需总功, δf 为液面面积变化, $\delta \zeta df$ 为体微元的体积, σ 为表面张力系数, p_1 和 p_2 分别为空气和熔融硅中的压强. δH 为零时, 平衡条件可以简化为

$$p_1 - p_2 = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (5)$$

式中 R_1 和 R_2 分别为管壁中心液面和靠近管壁液面的曲率半径, 指向空气时为正. 在润湿角变化趋

于稳定之前, 主要是由于作用于这一交界面的相互作用力 (主要包括气液表面张力 $\mathbf{n}$, γ 和壁面黏附力 $\mathbf{f}$) 不能形成一个新的力学平衡, 固液交界面周围的压力差出现较大的变化, 即 p_1 和 p_2 的差值变化较大 (由 8123 Pa 左右减小到 4917 Pa), 这就迫使 R_1 和 R_2 发生变化, 在靠近管壁的液面在固液表面张力的驱使下率先向上爬升之后, R_1 随着 R_2 减小而减小, 整个面形状的变化较大, 在 0.15 ms 时出现了明显的 Marangoni 效应^[11,12], 在该效应驱使下, 自由液面分布趋于均匀, 加快了整个管道中的自由对流过程. 在大于 0.17 ms 时, 固液交界面周围压

力差值逐渐趋于稳定(4200 Pa左右), R_1 和 R_2 不在发生变化, 相互作用力逐渐形成新的平衡状态, 液面形状在上升过程几乎保持稳定, 同时润湿角的价值也趋近于一个固定的数值, 约 19.7° .

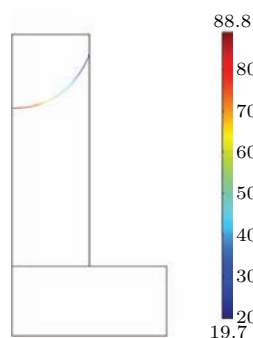


图6 (网刊彩色) 0.24 ms时的润湿角

Fig. 6. (color online) Wetting angle at 0.24 ms.

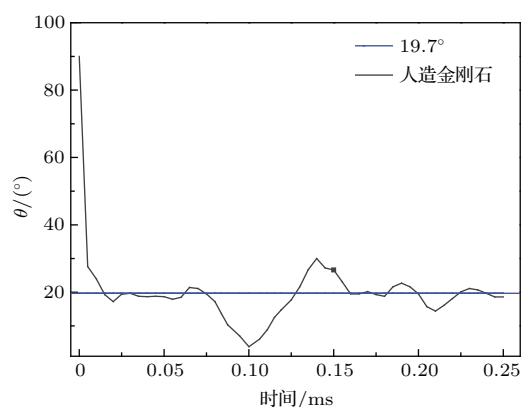


图7 液面上升过程中润湿角变化

Fig. 7. Wetting angle change when raising.

图6给出了0.24 ms时, 液面上升到一定高度(0.45 mm), θ 为 19.7° . 如图7所示, 润湿角在液面上升过程中的变化趋势. 从 90° 开始(0 ms时), 快速减小到约 20° , 在 0.025 ms 至 0.075 ms 内, 在 20° 上下波动, 0.08 ms 开始进一步减小, 到 0.1 ms 时减小到最小值 1.9° , 然后开始逐渐变大, 大于 0.13 ms 时, 变化趋于平稳, 在 19.7° 上下波动. 润湿角在接近 90° 和 0° 时, 液面无法维持稳定的状态, 而在 0.13 ms 大于 19.7° 之后开始趋于稳定, 符合 Sun 等提出的润湿角三种情况 [13].

图8为本文的模拟结果与实验结果的对比, 随着温度的增高, 模拟结果所示的润湿角变化趋势与 Mlungwane 的实验结果 [14] 保持一致, 从而验证了本文所用方法的正确性.

毛细流动中润湿角趋于稳定, 液体更容易存在稳定的界面构型 [15]. 为了进一步研究壁面黏附力、

表面张力对润湿角的影响, 本文分别对不同材质壁面不温度下的毛细管中液面上升现象进行了模拟, 得出了如图9所示的润湿角变化规律. 在三种不同壁面条件下, 在硅熔点至约 1703 K 的温度范围内润湿角快速减小, 而在温度升高至 1703 K 开始直至更高的温度区间内的变化较小, 能够基本维持在一个稳定的值, 变化趋势趋于平稳. 其中, 在石墨壁面材质下, 润湿角变化能够在更低温度下更快的趋于稳定(约 1700 K), 人造金刚石润湿角趋于稳定所需温度最高(约 1726 K). 在熔点至 1703 K 温度区内, 熔融硅密度变化异常, 这一温度区内的体膨胀系数为 1703 K 之后温区的 8 倍 ($8 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$), 是造成润湿角变化明显的主要原因 [16,17]. 为了进一步对熔融硅润湿角稳定性进行研究, 本文的研究目标主要以 1703 K 之后的温度区域为主, 选取 1748 K 温度条件下, 对三种壁面液面上升情况进行模拟, 并对模拟结果进行分析.

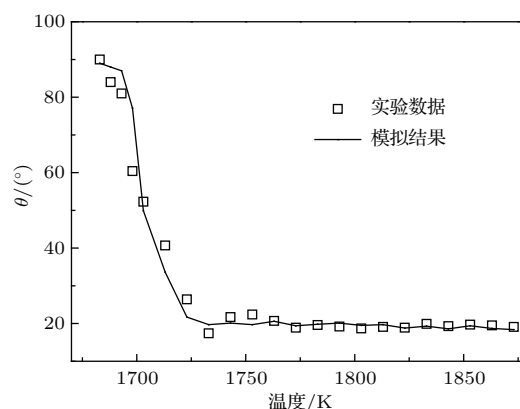


图8 模拟与实验对比

Fig. 8. Compare the simulation result with K. Mlungwane's data.

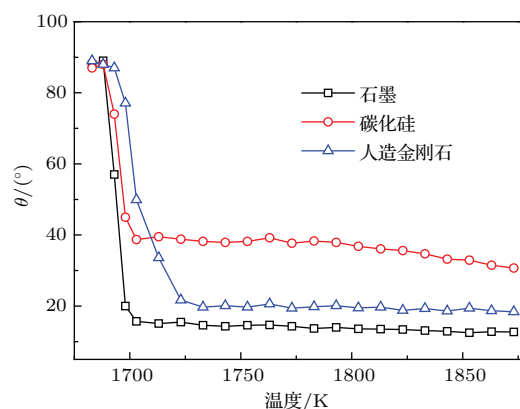


图9 (网刊彩色) 不同壁面材质润湿角随温度的变化

Fig. 9. (color online) Wetting angle with different walls under variable temperature.

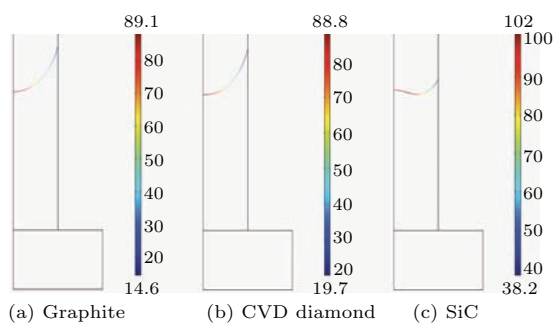


图 10 (网刊彩色) 1703 K 下熔融硅在三种不同壁面材质下的润湿角变化

Fig. 10. (color online) Wetting angle change of melt silicon with three different walls at 1703 K.

图 10 为在 1703 K 温度条件下, 熔融态硅在液面上升趋于稳定时, 三种不同壁面条件的润湿角大小. 其中 SiC 壁面润湿角为 38.2° , 人造金刚石为 19.7° , 石墨为 14.6° . 石墨和人造金刚石的液面形状变化较小, 而 SiC 的液面变化较大. 界面处黏附功 H_{12} 可近似表示为^[18]

$$H_{12} = -\pi\rho_{\text{si}}\rho_{\text{wall}} \int_0^\infty r^3 u_{\text{LS}}(r) dr, \quad (6)$$

$$\int_0^\infty r^3 u_{\text{LS}}(r) dr = D, \quad 1 + \cos \theta = \frac{H_{12}}{n}. \quad (7)$$

联立 (6), (7) 式可得

$$1 + \cos \theta = -\pi\rho_{\text{si}}\rho_{\text{wall}}D/n, \quad (8)$$

其中 ρ_{si} 和 ρ_{wall} 分别为熔融硅和壁面的数密度, D 为液固相互作用能. 在相同温度下硅的密度保持不变, 壁面的密度为常数, 由 (8) 式可知, 不同壁面材质引起的黏附力和表面张力不同是润湿角、液面形状产生变化的主要原因. 其中 SiC 壁面在液面上升至 0.34 mm 时出现 Marangoni 效应. 随着表面张力系数的增加^[19], 固液分界面上的 Marangoni 效应减少了界面上的温差, 使液面更凸向熔体, 出现了图 10(c) 液面凸起现象, 而在其他两种壁面材质中液面上升过程已经趋于稳定.

图 11 给出为不同壁面液面与壁面接触点随时间的变化图, 其中石墨壁面和人造金刚石壁面的上升趋势呈较为明显的线性, 而 SiC 的线性化较差. 表面张力以及表面张力系数变化造成的 Marangoni 作用力可表示为^[20]

$$\mathbf{F}_{\text{st}} = \nabla \cdot \mathbf{G}, \quad (9)$$

$$\mathbf{G} = \sigma (\mathbf{I} - (\mathbf{n}_f \mathbf{n}_f^T)) \delta, \quad (10)$$

$$\nabla_s \sigma = \nabla \sigma - \mathbf{n}_f (\mathbf{n}_f \cdot \nabla \sigma), \quad (11)$$

式中 $\mathbf{F}_{\text{st}}$ 为表面张力, $\mathbf{G}$ 为作用于交界面的切向力, $\nabla_s \sigma$ 为表面张力系数变化引起的 Marangoni 力, $\mathbf{n}_f$

为交界面法向向量. 由于在 SiC 壁面下, $\mathbf{F}_{\text{st}}$ 和 $\nabla_s \sigma$ 的变化较大, 作用于固液交界面相互接触的两种介质的力不容易形成平衡, 这种不平衡是产生波折点 (0.14 mm 和 0.34 mm 处) 的主要原因, 从而造成了上升过程的不稳定.

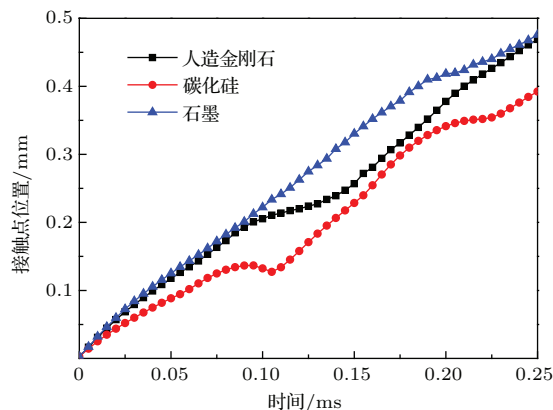


图 11 (网刊彩色) 接触点变化图

Fig. 11. (color online) Change of the contact position.

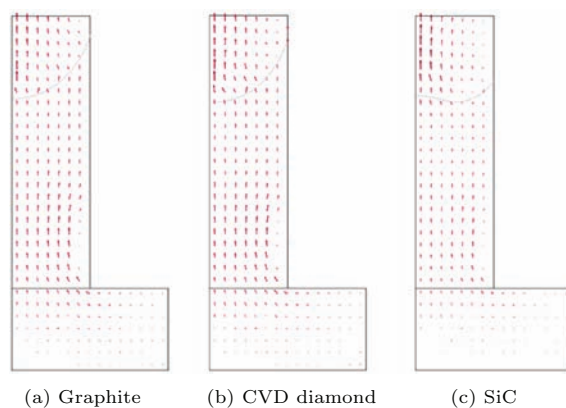


图 12 (网刊彩色) 速度场分布图

Fig. 12. (color online) Distribution of velocity field.

图 12 给出了 0.24 ms 时, 不同壁面材质下的速度场分布图. 其中石墨与人造金刚石中的毛细管中的速度分布较为均匀, 受 Marangoni 效应的影响使得液面向管道中心回流产生了流速^[21], SiC 与前两种材质相比, 在固液交界面处, 靠近管道中心位置的速度场分布密度明显比靠近管壁密度更为密集, 这使得靠近管道中心的液面起伏较大, 液面上升过程也不如前两种材质稳定.

图 13 给出的同一时间下压力云分布图更直观的显示了这种差异, 想要获得稳定的润湿角和液面形状, 作用于固液交界面处的力必须形成平衡, 交界面周围的压强应保持不变或者变化很小, 一旦固液交界面处的任何一点的压强发生变化, 液面形状

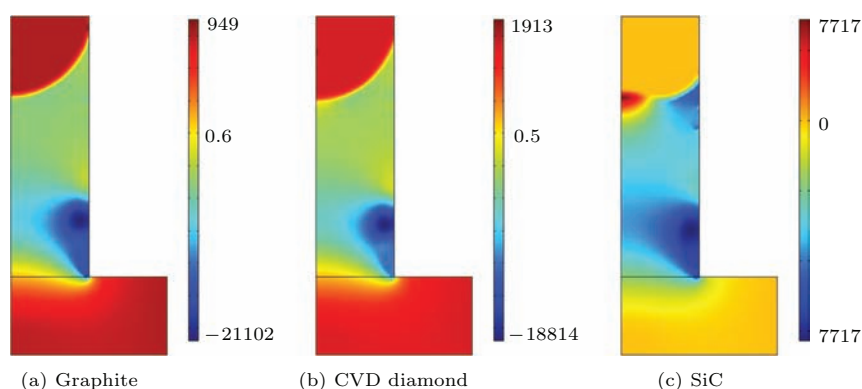


图13 (网刊彩色) 压力云分布图 (Pa)

Fig. 13. (color online) Distribution of pressure (Pa).

就会产生变化. 在图13(a)和(b)中液面在上升到0.45 mm时, 已经趋于稳定, 而图13(c)中Marangoni(液面高度0.34 mm)效应仍十分明显. 为了形成新的平衡, 润湿角会相应的增大或者减小, 这一过程不可避免, 但对获取稳定的上升过程是一个不利因素.

4 结 论

1) 本文首先验证了模型的网格无关性, 选择了合适的网格密度, 对N-S方程进行修正, 加入了Marangoni效应对表面张力的影响以及温度和黏度、表面张力系数的关系. 在1748 K下, 对人造金刚石壁面材质, 毛细管中液面上升情况进行了模拟, 从理论上分析了上升过程中力的相互作用, 发现了0.13 ms时明显的Marangoni效应, 润湿角出现了先减小至 1.9° 然后增大至超过 19.7° , 最终趋于稳定的现象, 并将模拟结果与实验结果进行比较, 所得模拟结果与实验结果保持一致, 验证了模拟方法的正确性.

2) 模拟了不同壁面材质下熔融硅在1683—1873 K温度区间内, 润湿角随温度的变化. 结果表明, 温度上升到1703 K以后, 三种壁面材质下的润湿角变化都基本趋于稳定, 变化幅度较小. 其中在石墨壁面材质下, 润湿角趋于稳定所需温度最低, 速度最快.

3) 在1748 K温度条件下, 对三种不同壁面材质的液面上升过程进行了模拟, 并通过压力和速度场分布度对模拟结果进行了分析. 分析结果表明, 在石墨壁面条件下, Marangoni效应对液面影响持续时间最短, 润湿角变化和固液交界面形状变化更易趋于稳定.

参考文献

- [1] Qian J, Zerda T W, He D, Daemen L, Zhao Y 2003 *Journal of Materials Research* **18** 1173
- [2] Ekimov E A, Gavriluk A G, Palosz B, Gierlotka S, Dluzewski P, Tatianin E, Kluev Y, Naletov A M, Presz A 2000 *Applied Physics Letters* **77** 954
- [3] Xu S H, Zhou H W, Wang C X, Wang L W, Sun Z W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 134702 (in Chinese) [徐升华, 周宏伟, 王彩霞, 王林伟, 孙祉伟 2013 物理学报 **62** 134702]
- [4] Yamamoto Y, Tokieda K, Wakimoto T, Ito T, Katoh K 2014 *International Journal of Multiphase Flow* **59** 106
- [5] Li Y Q, Liu L, Zhang C H, Duan L, Kang Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 024701 (in Chinese) [李永强, 刘玲, 张晨辉, 段俐, 康琦 2013 物理学报 **62** 024701]
- [6] Messmer B, Lemee T, Ikebukuro K, Ueno I, Narayanan R 2014 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **78** 1060
- [7] Daggolu P, Yeckel A, Bleil C E, Derby J J 2012 *Journal of Crystal Growth* **355** 129
- [8] Sasaki H, Tokizaki E, Huang X M 1995 *Japanese journal of applied physics* **34** 3432
- [9] Sedlmeier F, Janecek J, Sendner C, Bocquet L, Netz R R, Horinek D 2008 *Biointerphases* **3** FC23
- [10] Landau L D, Lifshitz E M (translated by Li Z) 2013 *Fluid Mechanics* (Beijing: Higher Education Press) pp267–269 (in Chinese) [朗道, 栗夫席兹著 (李植译) 2013 流体动力学 (第五版)(北京: 高等教育出版社) 第267—269页]
- [11] Peng L, Li Y R, Zeng D L 2004 *Journal of Chongqing University* **27** 60 (in Chinese) [彭岚, 李友荣, 曾丹苓 2004 重庆大学学报: 自然科学版 **27** 60]
- [12] Peng L, Zhang W, Li X R, Meng H Y 2011 *Journal of Synthetic Crystals* **40** 556 (in Chinese) [彭岚, 张伟, 李友荣, 孟海泳 2011 人工晶体学报 **40** 556]
- [13] Wang C X, Xu S H, Sun Z W, Hu W R 2010 *International Journal of Heat and Mass Transfer* **53** 1801
- [14] Mlungwane K, Sigalas I, Herrmann M, Rodríguez M 2009 *Ceramics International* **35** 2435
- [15] Li Y Q, Liu L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 214704 (in Chinese) [李永强, 刘玲 2014 物理学报 **63** 214704]

- [16] Hitoshi S, Eiji T, Kazutaka T, Shigeyuki K 1994 *Jpn. J. Appl. Phys.* **33** 6078
- [17] Huang X M 1997 *Physics* **26** 37 (in Chinese) [黄新明 1997 物理 **26** 37]
- [18] Rowlinson J, Widom B 1982 *Molecular Theory of Capillarity* (Oxford: Oxford University Press) p86
- [19] Li Y R, Deng N B, Wu S Y, Peng L, Li M W 2005 *Chinese Journal of Materials Research* **19** 395 (in Chinese) [李友荣, 邓努波, 吴双应, 彭岚, 李明伟 2005 材料研究学报 **19** 395]
- [20] Son G H 2014 *International Communications in Heat and Mass Transfer* **58** 156
- [21] Daggolu P 2013 *Ph. D. Dissertation* (Minnesota: University of Minnesota)

Effect of temperature field and different walls on the wetting angle of molten silicon*

Xu Duo¹⁾ Ding Jian-Ning^{1)2)3)4)†} Yuan Ning-Yi²⁾³⁾⁴⁾ Zhang Zhong-Qiang¹⁾
Chen Guang-Gui¹⁾ Guo Li-Qiang¹⁾ Ling Zhi-Yong¹⁾

1) (Micro /Nano Science and Technology Center, Jiangsu University, Zhenjiang 212013, China)

2) (Low-dimension Material Micro /Nano Device and System Center, Changzhou 213164, China)

3) (Collaborative Innovation Center of Photovoltaic Science and Engineering, Changzhou University, Changzhou 213164, China)

4) (The breeding construction point of State Key Laboratory of Photovoltaic Engineering Science, Changzhou University, Changzhou 213164, China)

(Received 3 November 2014; revised manuscript received 26 December 2014)

Abstract

A capillary model is developed for calculating the wetting angle of molten silicon on different walls by using the microfluidic two-phase flow level set method and studying the characteristics of the rising process. A mathematical model formulation rigorously accounts for the mass and momentum conservation by using the improved Navier-Stokes equation and considering the Marangoni effect. Compared with the experimental data, the change of the wetting angle on the chemical vapor deposition (CVD) diamond wall indicates the grids independence and the validity of the numerical algorithm. We also discuss the influence of surface tension, and Marangoni stress induced by the gradient of surface tension coefficient, and wall adhesion to the change of wetting angle for three different walls, which include SiC wall, graphite wall, and CVD diamond wall, at different temperatures (1683—1873 K). Result shows that at the same temperature, the thermal-capillary effects that induce the molten silicon to undulation are raised. The wetting angle is reduced after first being increased and finally stabilized. At the initial stage, the fluctuation of the liquid-air interface is volatile due to the large changes of the liquid-air and the wall-air surface tensions, and subsequently, the fluctuation tends to be stable while the wetting angle is close to a fixed value. It is also found that with the graphite wall, these changes are more likely to be stable. This research provides a theoretical guide to obtain a stable growth environment for silicon belt fabricated from the molten silicon.

Keywords: wetting angle, molten silicon, stability, capillary effect

PACS: 68.08.Bc, 68.08.De, 68.08.-p, 02.70.Bf

DOI: 10.7498/aps.64.116801

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51335002), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11472117), and the Priority Academic Program Development of Jiangsu Higher Education Institutions.

† Corresponding author. E-mail: dingjn@ujs.edu.cn