

ITER 第一类边界局域模对排布位错偏滤器靶板钨/铜瓦片腐蚀程度的数值模拟*

黄艳¹⁾ 孙继忠^{2)†} 桑超峰²⁾ 王德真²⁾

1) (大连工业大学基础教学部, 大连 116034)

2) (大连理工大学物理学院, 大连 116024)

(2023 年 2 月 26 日收到; 2023 年 7 月 16 日收到修改稿)

偏滤器靶板钨/铜瓦片在高热流作用下的热表现是未来托卡马克 ITER 最受关注的问题之一. 由于安装精度等因素, 钨/铜瓦片会出现排布位错从而产生凸出棱边, 凸出棱边处能流密度极大, 严重侵蚀靶板. 建立了二维对流传热的自洽模型, 包括热辐射、汽化和熔化效应, 同时, 耦合冷却水状态变化, 研究类 ITER 第一类边界局域模热流对出现排布位错的偏滤器靶板钨/铜瓦片的腐蚀程度, 比较直角、斜边瓦片的热性能. 为了研究瓦片缝隙、排布误差对等离子体行为和能流密度分布的影响, 利用二维边缘等离子体动理学程序计算不同排布误差下两种形状瓦片表面的能流密度分布, 并作为热传导模型的输入参数. 研究表明: 瓦片缝隙附近等离子体行为会受排布误差影响, 不同排布误差下的直角、斜边瓦片边缘处能流密度分布不同, 对两种形状瓦片的热表现影响极大, 排布误差越大, 两种形状瓦片的热腐蚀程度越大; 相对于直角瓦片, 斜边瓦片在边界局域模热流作用下的热腐蚀程度较小, 且有较好的对抗排布位错的能力.

关键词: 边界局域模, 钨/铜瓦片, 排布位错, 热表现**PACS:** 52.55.Fa, 52.55.Rk, 52.40.Hf, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.72.20230281

1 引言

钨 (W) 材料作为 ITER 偏滤器靶板的壁面材料, 具有热导率高、熔点高和氦滞留率低等优点^[1,2]. 但是, 钨材料在高热流作用下会出现裂纹和熔化, 为了减小等离子体热负荷和感应电流引起的应力, ITER 偏滤器靶板现在被设计为便于拆除和可重复使用的瓦片结构^[3], 上部为钨材料, 内部冷却管为铬钴铜 (CuCrZr), 中间过渡层为铜 (Cu).

瓦片结构在实际安装过程中由于加工工艺和安装精度的限制, 以及运行过程中振动等因素, 会导致在垂直偏滤器靶板表面方向上瓦片实际位置与设计值之间存在偏差, 称其为径向排布位错, 位

错值称为排布误差 (δ). 显然, 出现位错时, 直角瓦片会产生凸出棱边, 如图 1(a) 所示, 环向方向凸出棱边与磁感线几乎垂直, 使凸出棱边处的入射等离子体能流密度大大增加. 为了检验钨瓦片的热表现, 在 2014 年, EAST 上偏滤器靶板升级为钨, 瓦片结构与 ITER 类似, 测量发现: 70%—75% 瓦片, $\delta \leq 0.5$ mm; 20%—25% 瓦片, $0.5 < \delta \leq 1$ mm; 2%—5% 瓦片, $1 < \delta \leq 1.5$ mm^[4], δ 越大, 等离子体能流越大. ITER 组织对制造方提出相邻瓦片允许的最大排布误差为 0.3 mm^[5].

为了解决钨/铜瓦片环向凸出棱边问题, ITER 偏滤器靶板瓦片拟采用斜边形状, 最简单的做法是将瓦片上表面在环向方向向下倾斜, 如图 1(b) 所示, 倾斜深度在内外靶板上为 0.5 mm, 此时, 即使

* 国家自然科学基金 (批准号: 12275040) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jsun@dlut.edu.cn

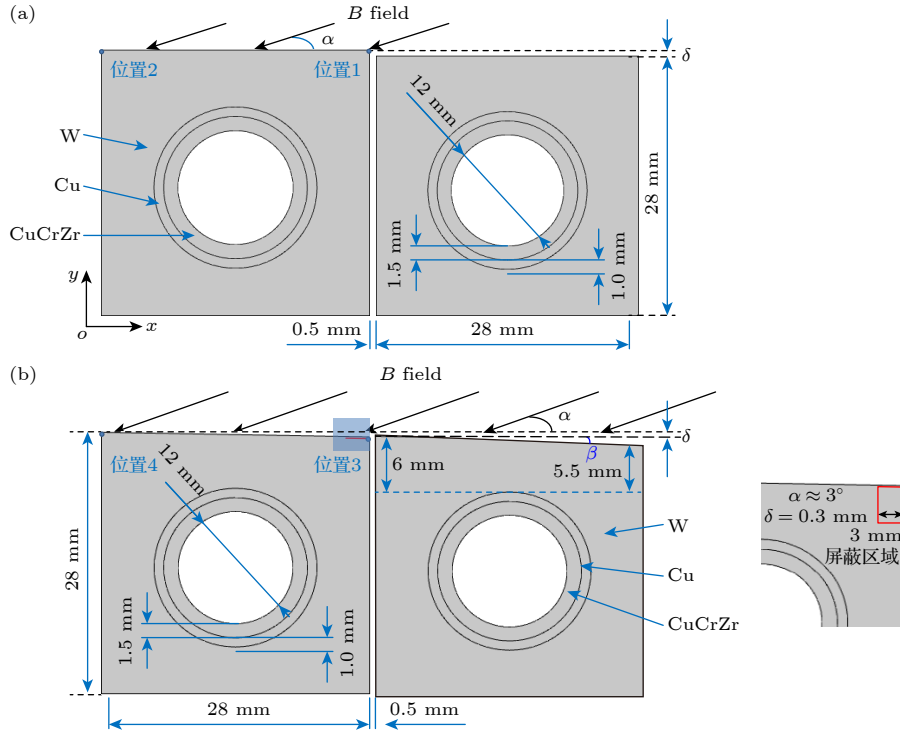


图1 排布位错瓦片结构示意图 (a) 直角瓦片; (b) 斜边瓦片

Fig. 1. Schematic diagram of misalignment tile structure: (a) Unshaped tile; (b) beveled tile.

相邻瓦片间的排布误差为 0.3 mm 时, 依然可以屏蔽约 3 mm 的区域^[6], 因此消除了环向方向因排布位错而产生的凸出棱边。但该方法的问题是, 斜边瓦片由于顶角 (β) 的存在, 磁力线与瓦片表面的夹角增加, 斜边瓦片上表面没有屏蔽区域的等离子体能流密度会增加 $\sin(\beta + \alpha)/\sin \alpha$ 倍 (α 为磁场与瓦片表面的夹角), 在热辐射功率可忽略的条件下, 表面温度基本与入射等离子体能流密度成正比, 即瓦片表面温度也将升高约 $\sin(\beta + \alpha)/\sin \alpha$ 倍。

EAST 运行中发现在稳态能流密度为 $3 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$ 时, 钨/铜瓦片极向缝隙棱边、铜材料和铬锆铜冷却管出现了熔化, 研究结果表明是凸出棱边导致的能流密度增加造成的^[7]。ITER 所允许的最大稳态能流密度为 $10 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$, 而且 ITER 每次放电将会发生 10^3 个以上的第一类边界局域模 (edge localized modes, ELMs)^[8], 发生 ELMs 时, 大量的能流和粒子流会在几百微秒的时间里从中心等离子体区域沉积到偏滤器靶板的狭窄区域上^[9], 侵蚀靶板。位错瓦片凸出棱边沉积的大量能量会大大加重 ELMs 热流对瓦片的热腐蚀程度^[4,7]。

Bazylev 等^[10–12] 建立了 MEMOS 模型, 研究钨材料在 ELMs 高能流下的温度分布, 以及汽化、熔化和熔化层流动等问题, 但没有考虑瓦片位错问

题和瓦片缝隙对等离子体性质的影响。Wang 等^[4] 和 Chen 等^[13] 模拟了不同排布误差下的多种形状瓦片在等离子体能流作用下的温度分布, 评估其热表现。Li 等^[7] 模拟了不同排布误差下双倒角钨/铜瓦片的热表现。这 3 项研究中利用单相强制对流的 Dittus-Boelter 准则计算对流传热系数, 但是冷却水状态满足 Bergles-Rohsenow 修正时, 冷却水状态转为过冷沸腾^[14,15], 传热系数会发生较大变化, ITER 运行参数高于 EAST, 且发生第一类 ELMs 时能流密度为 $1\text{--}10 \text{ GW} \cdot \text{m}^{-2}$ ^[16], 需要考虑冷却水状态变化, 而且, 这 3 项研究工作也没有考虑瓦片缝隙对等离子体性质的影响。文献^[17–22] 中的工作表明, 瓦片缝隙处的等离子体行为会发生变化, 缝隙附近的能流密度会重新分布, 能流密度决定了偏滤器靶板瓦片的侵蚀程度, 所以这种效应不能忽略。Gunn 等^[18] 利用离子轨道模型方法, 计算不同形状钨瓦片缝隙区域的能流密度分布, 采用一维传热模型计算钨瓦片在类似 ITER 的 ELMs 能流作用下的温度分布, 然后利用修正因子进行修正。

本文在前期工作^[23,24] 基础上, 将热传导模型与冷却水状态相耦合建立二维对流传热模型, 冷却水状态考虑了单相强制对流和两相核沸腾, 研究排布误差为 0–0.3 mm 的位错偏滤器靶板直角、斜

边瓦片在类 ITER 第一类 ELMs 高热流下的热表现, 评估两种形状瓦片的热性能, 同时, 考虑不同排布误差下的直角和斜边瓦片缝隙引起能流密度的不均匀性对瓦片腐蚀程度的影响. 瓦片内部冷却管材料为铬锆铜, 中间过渡层为铜, 外部为钨, 各部分尺寸见图 1.

2 计算模型

本文研究工作由两部分内容组成: 第 1 部分是利用二维边缘等离子体动力学程序 (2d3v PIC-MCC)^[21,22] 研究不同排布位错下直角和斜边瓦片缝隙对等离子体性质的影响, 计算打到瓦片表面不同位置的能流密度分布; 第 2 部分采用热传导模型, 以 2d3v PIC-MCC 模型的计算结果作为输入参数, 考虑熔化、汽化和热辐射效应, 研究 ELMs 热流对直角和斜边钨/铜瓦片的腐蚀程度. 粒子模拟/蒙特卡罗碰撞 (PIC/MCC) 模型的基本思想是模拟跟踪带电粒子在实际位形下的等离子体中的运动, 并采用蒙特卡罗技术处理粒子间碰撞, 从而得到其能量分布函数, 进而得到感兴趣的物理量, 细节请参考文献 [25, 26]. 下面详细介绍二维热传导模型.

本文靶板瓦片的热表现利用 Multiphysics CO MSOL 传热模块二维热传导模型和变形几何模块进行模拟研究. 瓦片上表面以能量平衡方程作为边界条件:

$$-k \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{表面}} = q''_{\text{表}} - q''_{\text{汽化}} - q''_{\text{热辐射}}, \quad (1)$$

$$q''_{\text{汽化}} = 0.00432 \times 10^{B_i - A_i/T(K)} \sqrt{\frac{M_i}{T(K)}} L_v, \quad (2)$$

$$q''_{\text{热辐射}} = \varepsilon \sigma (T_s^4 - T_0^4). \quad (3)$$

(1) 式中, $-k(\partial T/\partial n)_{\text{表面}}$ 为传导到瓦片内部的热通量, $(\partial T/\partial n)_{\text{表面}}$ 为温度梯度, T 为表面处温度, n 表示表面法线方向, $k = 1/(aT + b)$ ^[27,28] 为热传导系数, 对于钨材料 $a = 1.70 \times 10^{-6} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$, $b = 6.41 \times 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K} \cdot \text{W}^{-1}$ ^[28]; 右侧第 1 项 $q''_{\text{表}}$ 是入射到瓦片表面的热通量; 第 2 项和第 3 项分别是汽化和热辐射损失的热通量. (2) 式中, A_i 和 B_i 为两个常数, 对于钨材料分别为 44485 K 和 12.74^[16]; M_i 为钨的原子质量; L_v 为汽化潜热. (3) 式中, ε 为发射系数, 本文取 0.4; σ 是斯蒂芬玻尔兹曼常数; T_s 表示靶

板表面的温度; T_0 表示靶板表面没有受到等离子体能流照射部分的温度.

瓦片侧面的边界条件为

$$q''_{\text{侧}} = -k \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{侧面}}, \quad (4)$$

式中, 左侧表达式 $q''_{\text{侧}}$ 表示入射到瓦片侧面的热通量, 右侧的表达式表示从侧面传导到瓦片内部的热通量, 瓦片侧面没有考虑汽化和热辐射损失.

冷却管内壁表面传热系数的计算包含了冷却水的单项强制对流和两项核沸腾状态, 计算方法分别如 2.1—2.3 节所述.

2.1 单项强制对流

在冷却管内壁边界条件为

$$q''_{\text{SP}} = h(T_w - T_b), \quad (5)$$

式中,

$$T_b = T_{\text{in}} + \frac{q}{GC_p A}. \quad (6)$$

其中, T_b 为冷却水温度; T_{in} 为冷却管入口处温度; q 为传导入冷却管的能流, 单位为 W; G 为质量流速; C_p 为比热; A 为冷却管截面面积. (5) 式左端 q''_{SP} 为冷却管内壁面对流热通量, 等式右端 T_w 为壁面温度, h 为传热系数. 根据冷却水状态不同, 采用不同的计算方法计算传热系数 h .

1) 当冷却水处于紊流状态 ($Re \geq 10000$), 利用 Dittus-Boelter^[29] 准则来计算 Nu :

$$Nu = \frac{hd}{k} = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}, \quad (7)$$

式中 d 为冷却管直径, Re 为雷诺数, Pr 为普朗特数.

2) 当冷却水处于层流状态 ($Re \leq 2100$), 利用 Sieder-Tate^[30] 准则来计算 Nu :

$$Nu = 1.86 \left(\frac{Re Pr d}{L} \right) \left(\frac{\mu_b}{\mu_w} \right)^{0.14}, \quad (8)$$

式中 L 为冷却管长度, μ_b 和 μ_w 分别为冷却水温度和管壁温度下的水动力黏度.

3) 当冷却水处于层流与紊流过渡阶段状态 ($2100 < Re < 10000$), 利用如下准则来计算 Nu :

$$Nu = 0.012(Re^{0.87} - 280)Pr^{0.4} \times [1 + (d/L)^{2/3}](Pr_b/Pr_w)^{0.11}, \quad (9)$$

式中 Pr_b 和 Pr_w 分别为冷却水温度和壁温度下的普朗特数.

2.2 过冷沸腾

当冷却管内壁温度达到过冷沸腾的起始温度 (T_{ONB} , 下标“ONB”是过冷沸腾起始点 onset of nucleate boiling 的缩写), 过冷沸腾开始, T_{ONB} 可以利用 Bergles 和 Rohsenow 准则进行计算 [31]:

$$(T_{\text{W}} - T_{\text{sat}})_{\text{ONB}} = 0.556 \left(\frac{q''_{\text{ONB}}}{1082p^{1.156}} \right)^{0.463p^{0.0234}}, \quad (10)$$

式中, p 为冷却水压强, 单位为 bar ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$); T_{sat} 为冷却水饱和温度; q''_{ONB} 为在 T_{ONB} 时的能流密度, 单位为 $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$.

过冷沸腾时通过冷却管内壁的热通量写为 [32]

$$q''_{\text{SB}} = h_{\text{SP}}(T_{\text{W}} - T_{\text{b}}) + h_{\text{NCB}}(T_{\text{W}} - T_{\text{sat}}), \quad (11)$$

式中, h_{SP} 和 h_{NCB} 分别为单质强制对流和饱和沸腾传热系数, 具体表达式为 [32]

$$h_{\text{SP}} = 0.023 \frac{k}{d} \left(\frac{du\rho}{\mu} \right)^{0.8} \left(\frac{C_p\mu}{k} \right)^{0.4}, \quad (12)$$

$$h_{\text{NCB}} = 0.00122 \frac{k_l^{0.79} C_{pl}^{0.45} \rho_l^{0.49}}{\zeta^{0.5} \mu_l^{0.29} L_v^{0.24} \rho_v^{0.24}} \Delta T_{\text{sat}}^{0.24} \Delta P_{\text{sat}}^{0.75} S. \quad (13)$$

(12) 式中 u 为冷却水流速, ρ 为冷却水密度, μ 为冷却水动力黏度; (13) 式中, 下标“l”和“v”分别代表液相和气相; ζ 是水的表面张力, 单位 N/m ; $\Delta T_{\text{sat}} = T_{\text{W}} - T_{\text{sat}}$, 表示管壁过热温度; ΔP_{sat} 是与 ΔT_{sat} 相对应的压强差; S 称为核沸腾抑制因子, 流速为 0 时 $S \approx 1$, 流速为无穷大时, $S \approx 0$, 在 $Re \leq 325000$ 时, S 计算式为 [33]

$$S = \frac{1}{1 + 0.12(Re \times 10^{-4})^{1.14}} \quad (Re \leq 325000). \quad (14)$$

2.3 饱和沸腾

冷却水达到饱和沸腾时, 传热系数 h_{sat} 为 [25]

$$h_{\text{sat}} = h_{\text{SP}} + h_{\text{NCB}}. \quad (15)$$

此时, 核沸腾抑制因子需要考虑水蒸气质量, 具体关系式可以参考相关书籍和文献 [31, 32].

3 模拟结果

3.1 模型验证

为了验证物理模型的合理性, 首先将本理论模型与已有模拟结果比较. 在文献 [7] 中, $66 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$ 的

平行热流 (q_{\parallel}) 作用于排布误差为 2.5 mm 的 EAST 双倒角瓦片表面, 即瓦片上表面垂直热流密度为 $q_{\parallel}/\sin\alpha = 1.5 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$, 瓦片斜边上的热流为 $q_{\parallel}/\sin[\alpha + \arctan(r/t)]$, r 为倒角径向尺寸, t 为倒角环向尺寸, 如图 2(b) 所示, r 和 t 均为 1 mm, 凸出棱边处热流密度为 $q_{\parallel}/\cos\alpha$, 磁感线与瓦片表面夹角为 1.3° , 热流沉积时间为 10 s, 水冷条件为压强 1 MPa, 流速 $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, 水温 100 K, 钨材料和铜中间层最高温度随时间变化关系见图 2(a). 图 2(a) 实线为文献中结果, 虚线为本模型计算结果, 钨材料和铜中间层最高温度随着时间迅速升高, 时间 7.7 s 左右钨材料最高温度超过熔点, 铜中间层最高温度始终低于其熔点, 两项工作的结果吻合较好. 但是该工作是利用光学近似方法计算瓦片表面能流密度分布, 该方法不考虑带电粒子的回旋运动与鞘层电场等因素对粒子分布的影响, 计算的能流分布不够准确 [15–20]. 本文以下研究采用 2d3v PIC-MCC 模型 [21,22] 考虑瓦片和瓦片间形成的不连续几何结构对附近的等离子体行为和瓦片表面各处沉积的能流密度的影响, 准确地给出瓦片表面的能流密度分布.

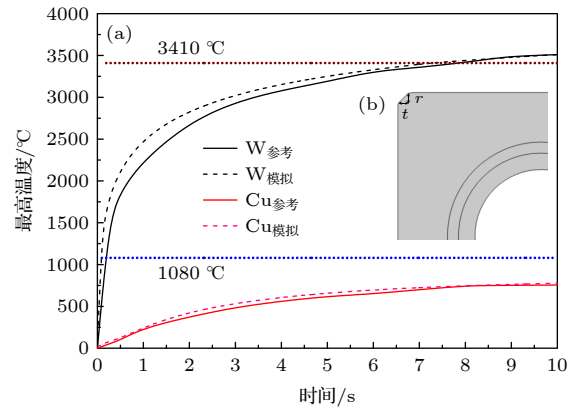


图 2 (a) 双倒角瓦片钨材料和铜中间层最高温度模拟结果与现有工作 [7] 的对比, 排布误差为 2.5 mm, 表面热负荷为 $1.5 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$; (b) 四分之一双倒角瓦片结构图

Fig. 2. (a) Temporal evolution of the highest temperature of W armor and Cu heat sink materials of dual chamfer tile for misalignment of a 2.5 mm and perpendicular heat flux of $1.5 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$. Here the calculated results are represented by the dash lines, and those represented by the solid lines are taken from the work by Li et al. [7]; (b) schematic diagram of quarter dual chamfer tile.

3.2 能流密度分布

本研究 2d3v PIC-MCC 模型的模拟参数为: 径向排布误差 (δ) 为 0–0.3 mm, 瓦片间缝隙为

0.5 mm, 瓦片环向、径向宽度都为 28 mm, 瓦片参数详见图 1, 等离子体密度 $n_e = n_i = 1.0 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$, 电子和离子温度 $T_e = T_i = 5 \text{ eV}$, 磁场与瓦片表面夹角 5° , 磁场强度 6.0 T^[34–36], 入射能流密度为 $10 \text{ MW} \cdot \text{m}^{-2}$. 图 3 给出了 δ 为 0 和 0.3 mm 的直角、斜边瓦片表面各点的能流密度分布. 从图 3 可以看出, 直角瓦片表面中心区域能流密度的分布基本不受瓦片缝隙和位错影响, 瓦片间缝隙改变了附近等离子体的性质, 导致瓦片边缘处能流密度较大, 且随排布误差的增加而增大, 当 $\delta = 0$ 时, 面向入射等离子体一侧的棱边区域 (图 1 位置 1 区域) 能流密度基本为入射等离子体能流密度的 2.5 倍, 背向入射等离子体一侧棱边处 (图 1 位置 2 区域) 能流密度也有增加, 约为入射等离子体能流密度的 1.06 倍, 源于瓦片缝隙入口处“电势峰”导致的能流密度重新分布, 但是其值小于图 1 所示位置 1 区域能流密度; 当 $\delta = 0.3 \text{ mm}$ 时, 两棱边区域能流密度分别约为入射等离子体能流密度的 3.6 倍和 1.3 倍, 缝隙内从瓦片表面到底部能流密度迅速衰减. 斜边瓦片面向入射等离子体一侧棱边区域 (图 1 位置 3 区域) 因为相邻瓦片的磁遮挡, 能流密度极小, 随

着排布误差的增加, 该区域能流密度会随之增加, 背向入射等离子体一侧棱边处 (图 1 位置 4 区域) 能流密度极大, 排布误差越大位置 4 区域能流密度越大, 当 $\delta = 0$ 时, 其约为入射等离子体能流密度的 1.52 倍; 当 $\delta = 0.3 \text{ mm}$ 时, 其约为入射等离子体能流密度的 1.66 倍, 且能流密度由位置 4 向瓦片中心区域逐渐减小. 2d3v PIC-MCC 模型的计算结果显示, δ 从 0 增大到 0.3 mm, 无论是直角瓦片, 还是斜边瓦片, 两侧棱边区域能流密度都有增加, 但是相比于直角瓦片, 斜边瓦片受径向排布位错的影响较小, 说明为防止凸出棱边处入射等离子体能流密度大幅增加, 将瓦片上表面在环向方向向下倾斜是有效的方法.

前期研究中^[24], 根据 ELMs 间隙间和 ELMs 过程中排布误差为 0 的直角瓦片表面各点能流密度的分布, 发现无论入射等离子体能流密度具体是多少, 直角瓦片表面各点的能流密度分布规律基本相同, 或者说, 等离子体能流密度在瓦片表面各点的分布与入射等离子体能流密度的具体数值没有直接关系, 进一步可以得出这样的结论: 无论是直角、还是斜边瓦片, 在 ELMs 间隙间和 ELMs 过程

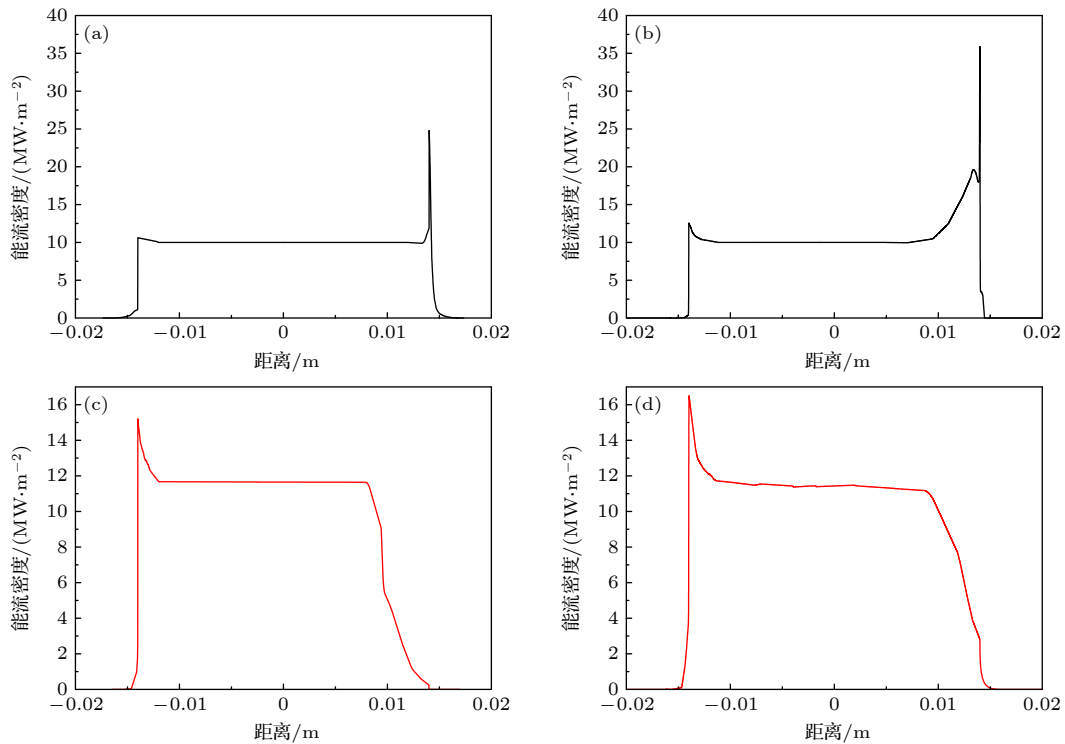


图 3 偏滤器瓦片表面能流密度分布 (a) $\delta = 0$ 的直角瓦片; (b) $\delta = 0.3 \text{ mm}$ 的直角瓦片; (c) $\delta = 0$ 的斜边瓦片; (d) $\delta = 0.3 \text{ mm}$ 的斜边瓦片; 坐标系原点取在瓦片中心, 距离值表示沿着瓦片表面距离瓦片中心的距离, 向右为正, 向左为负

Fig. 3. Energy fluxes received by divertor tile: (a) Unshaped tile for $\delta = 0$; (b) unshaped tile for $\delta = 0.3 \text{ mm}$; (c) beveled tile for $\delta = 0$; (d) beveled tile for $\delta = 0.3 \text{ mm}$. Origin of coordinate frame is set at tile center, absolute coordinate value is distance along surface away from center; sign ‘+’ denotes direction to right, and sign ‘−’ to left.

中, 瓦片表面各点能流密度的比值关系相同^[37]. 本研究 ELMs 过程中的能流密度分布规律是根据 ELMs 间隙间能流密度分布相应地进行数值放大, 但这一简化处理, 有必要结合实验结果, 在今后工作中进一步改进.

未来 ITER 发生 ELMs 时打到偏滤器靶板的能量预期为 $1\text{--}3\text{ MJ}\cdot\text{m}^{-2}$, 沉积时间为 $0.1\text{--}1.0\text{ ms}$, 稳态运行时打到靶板的能流密度预期为 $5\text{--}20\text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ ^[38,39]. 本研究中 ELMs 间隙间能流密度取 $10\text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$, ELMs 能量取 $1\text{ MJ}\cdot\text{m}^{-2}$, 持续时间为 $600\text{ }\mu\text{s}$ (能量上升和下降时间各为 $300\text{ }\mu\text{s}$)^[16], 随时间变化规律为高斯分布, 如图 4 所示. ELM 过程瓦片的初始温度分布利用间隙间能流密度 $10\text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ 进行计算, 水冷条件取水压 4 MPa , 流速 $10\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 水温 350 K ^[40]. 为了评估排布位错的直角、斜边瓦片的热性能, 首先研究了第一类 ELMs 热流作用下两种形状瓦片在存在排布位错时的温度演化.

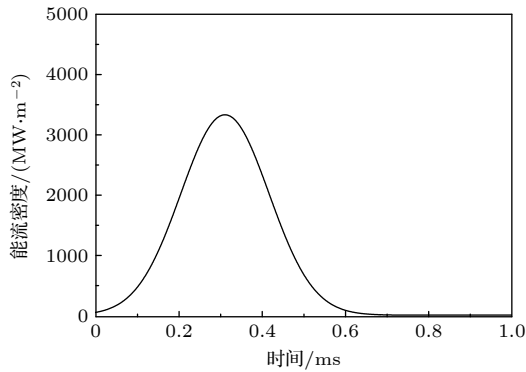


图 4 能流密度随时间变化关系曲线, ELMs 能流密度峰值为 $3333\text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$, 间隙间能流密度为 $10\text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$

Fig. 4. Temporal evolution of energy flux of an ELM with peak heat flux of $3333\text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ plus an inter-ELM steady-state heat flux of $10\text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$.

3.3 温度分布

3.3.1 直角瓦片

排布误差为 $0\text{--}0.3\text{ mm}$ 的直角瓦片在图 1 所示位置 1 处的温度随着入射能流密度的增加迅速增加, 最先达到熔点温度, 源于排布误差为 $0\text{--}0.3\text{ mm}$ 的直角瓦片都是在图 1 所示位置 1 处能流密度最大. 瓦片表面各点温度上升的速度不同, 其他各点的温度先后也超过了熔点温度, 瓦片表面形成了熔化层. 随着瓦片表面温度的上升, 汽化和热辐射损失的能量也随之增加. 但是, 只要入射到瓦片表面

的能量大于汽化和热辐射损失的能量, 瓦片表面的温度会继续升高, 当入射能流密度和损失掉的能流密度相等时, 表面温度达到最大值.

如图 5 所示, 排布误差为 0 的直角瓦片位置 1 处在 $t = 0.37\text{ ms}$ 时温度达到最大, 最高温度约为 9195 K , 而此时位置 2 处温度为 4425 K , 在 $t = 0.41\text{ ms}$ 时位置 2 处达到最高温度 4552 K , 各点最高温度晚于能流密度的最大值. 图 6(a) 给出了 $t = 0.37\text{ ms}$ 时瓦片的温度分布, 可以看出, 从瓦片表面向下, 温度迅速减小, 仅在瓦片表面形成极薄的一个熔化层, 此时位置 1 处熔化厚度约为 $115\text{ }\mu\text{m}$, 位置 2 处熔化厚度为 $20\text{ }\mu\text{m}$, 0.13 ms 后位置 1 处熔化厚度达到最大值约 $128\text{ }\mu\text{m}$, 0.11 ms 后位置 2 处熔化厚度达到最大值 $30.1\text{ }\mu\text{m}$. 随着能流密度的逐渐减小, 入射能流密度将小于汽化和热辐射损失掉的能流密度, 温度开始下降, $t = 1.0\text{ ms}$ 时, 位置 1 处温度为 3661 K , 位置 2 处温度为 2879 K , 表明此时瓦片已经完全凝固.

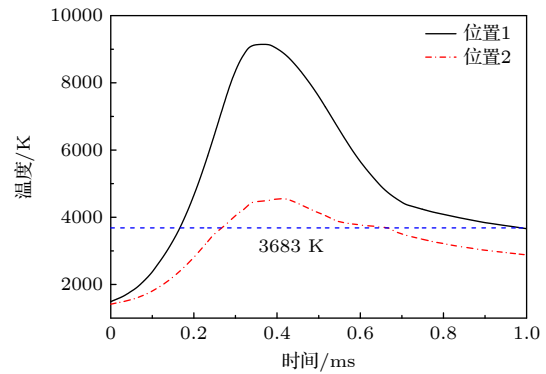


图 5 排布误差为 0 的直角瓦片位置 1 和位置 2 处温度随时间的变化

Fig. 5. Temporal evolution of temperatures in areas near location 1 and 2 of unshaped tile with no misalignment.

排布误差不同, 瓦片缝隙附近的能流密度分布不同, 瓦片边缘最高温度不同. 排布误差为 0.3 mm 的直角瓦片位置 1 处在 $t = 0.29\text{ ms}$ 时温度达到最大值约 9626 K , 熔化厚度为 $93.3\text{ }\mu\text{m}$, 此时位置 2 的温度约为 4693 K , 熔化厚度约为 $5.1\text{ }\mu\text{m}$, 如图 6(b) 所示. 位置 1 在 $t = 0.70\text{ ms}$ 时熔化厚度达到最大值 $139\text{ }\mu\text{m}$; 位置 2 处在 $t = 0.4\text{ ms}$ 时温度达到最大值约 5342 K , 熔化厚度为 $26.6\text{ }\mu\text{m}$, 0.16 ms 后位置 2 处的熔化厚度达到最大值约为 $48.4\text{ }\mu\text{m}$. 排布误差在 $0\text{--}0.3\text{ mm}$ 范围内的直角瓦片, 在 ELMs 过程中冷却管的温度没有变化, 说明 ELMs 热流对铜中间层和铬锆铜冷却管基本不能造成损伤.

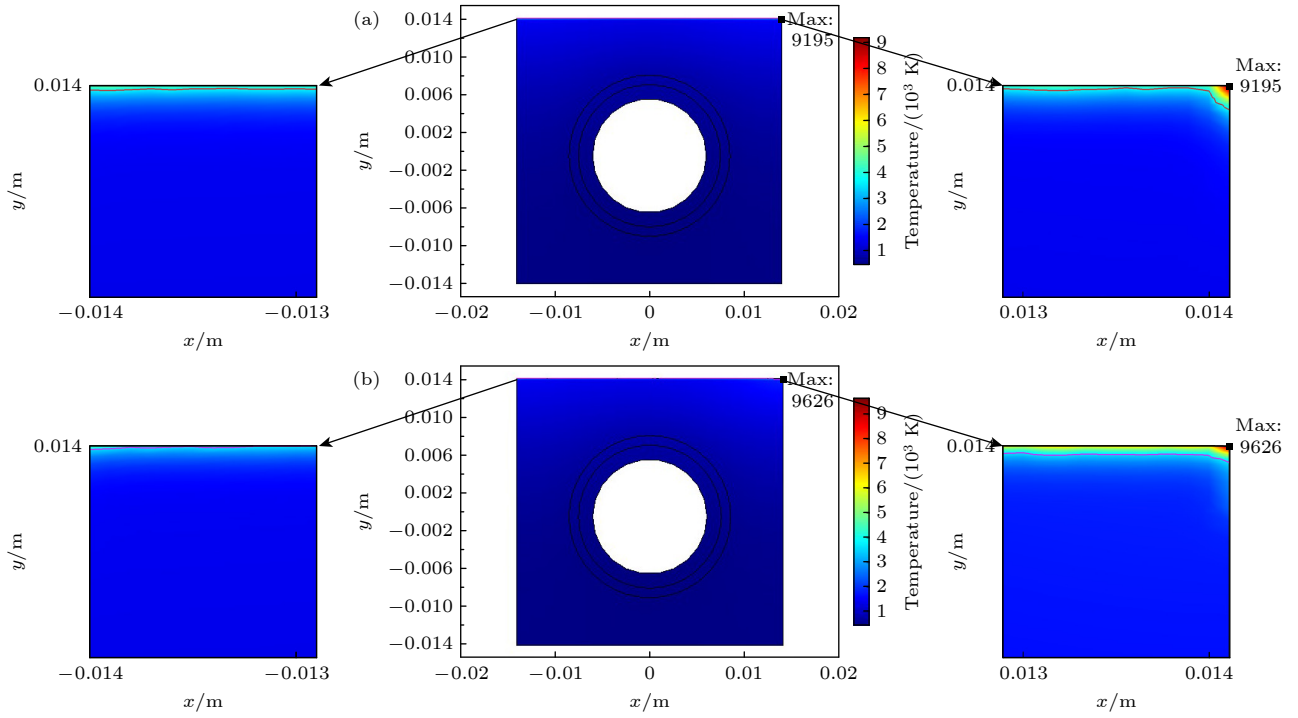


图 6 (a) $t = 0.37$ ms 时, 排布误差为 0 的直角瓦片的温度分布; (b) $t = 0.29$ ms 时, 排布误差为 0.3 mm 的直角瓦片的温度分布, 图中实线为 $T = 3683$ K 等温线

Fig. 6. Temperature distribution of unshaped tile with (a) no misalignment at $t = 0.37$ ms and (b) misalignment of 0.3 mm at $t = 0.29$ ms. Solid line represents an isotherm of 3683 K.

图 7 给出了直角瓦片在 ELMs 热流作用下最高温度随排布误差的变化规律, 排布误差在 0—0.3 mm 范围内, 直角瓦片的最高温度基本随排布误差线性增加, 排布误差越大, 直角瓦片的最高温度越高. 排布误差从 0 增加到 0.3 mm, 直角瓦片在 ELMs 热流作用下的最高温度增加了约 4.7%, 最大熔化厚度增加了约 8.2%.

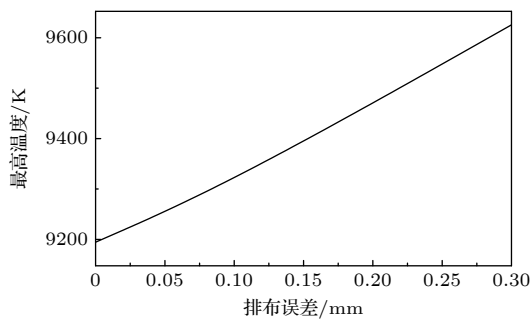


图 7 直角瓦片最高温度随排布误差的变化

Fig. 7. Highest temperature of unshaped tile versus misalignment.

3.3.2 斜边瓦片

斜边瓦片表面温度随着入射能流密度的增加迅速增加, 因为沉积到各点的能流密度不同, 瓦片上各点温度上升的速度不同. 排布误差为 0—0.3 mm

斜边瓦片面向入射等离子体棱边区域 (图 1 中位置 3 处), 因为相邻瓦片的磁遮挡, 能流密度最小, 而位置 4 处能流密度最大, 能流密度对温度有直接决定作用, 所以斜边瓦片位置 4 处的温度最高, 位置 3 处的温度最低.

图 8 给出了排布误差为 0 的斜边瓦片位置 3 和位置 4 区域温度随时间的变化关系曲线, $t = 0.38$ ms 时位置 4 处的温度达到了最高温度, 也是斜边瓦片在整个 ELMs 过程中的最高温度约为 6318 K, 位置 3 处在 $t = 0.37$ ms 时的温度达到最

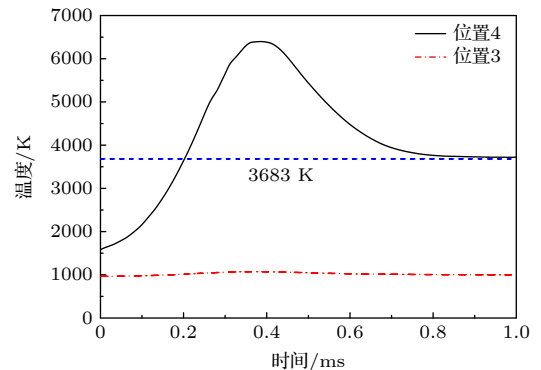


图 8 排布误差为 0 的斜边瓦片位置 3 和位置 4 处温度随时间的变化

Fig. 8. Temporal evolution of temperatures in location 3 and 4 of beveled tile with no misalignment.

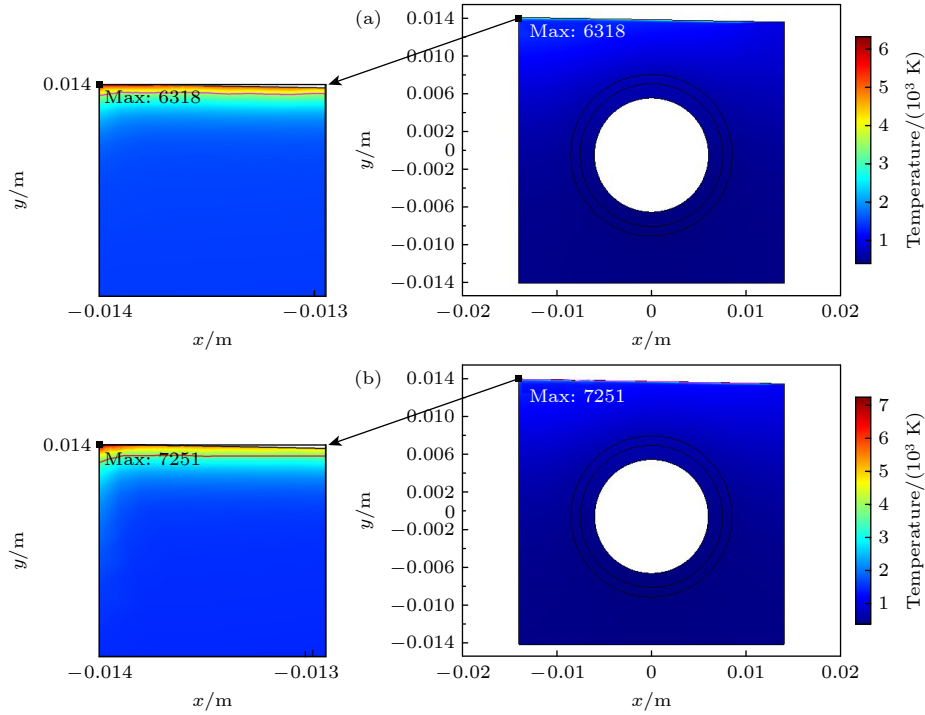


图9 (a) $t = 0.38$ ms 时, 排布误差为 0 的斜边瓦片的温度分布; (b) $t = 0.38$ ms 时, 排布误差为 0.3 mm 的斜边瓦片的温度分布; 图中洋红色实线为 $T = 3683$ K 等温线

Fig. 9. Temperature distribution of beveled tile with (a) no misalignment at $t = 0.38$ ms and (b) misalignment of 0.3 mm at $t = 0.38$ ms. Solid line represents an isotherm of 3683 K.

大值约为 1072.5 K. 在 $t = 1$ ms 时, 位置 4 处的温度为 3722 K 略高于钨熔点温度, 位置 3 处的温度为 999.4 K, 说明第 1 类 ELMs 结束时位置 4 附近区域依然处于熔化状态, 位置 3 处始终没有熔化. 图 9(a) 为排布误差为 0 的斜边瓦片 $t = 0.38$ ms 时的温度分布, 此时位置 4 处熔化厚度约为 55.0 μm , 0.24 ms 后该区域熔化厚度达到最大值约为 72.5 μm , 滞后于温度最高值时刻, 这是因为温度开始下降时, 沉积在瓦片中的能量会继续向下传导, 导致瓦片会继续向下熔化, 最终熔化厚度达到最大值. 图 9(b) 给出了排布误差为 0.3 mm 的斜边瓦片 $t = 0.38$ ms 的温度分布, 此时位置 4 处的温度达到了最高温度约为 7251 K, 熔化厚度为 77.1 μm , 位置 3 处温度为 2046 K, 0.23 ms 后位置 4 处的熔化厚度达到最大值约为 99.6 μm , 在整个 ELMs 过程中位置 3 区域没有熔化. 从图 9 可以看出发生第 1 类 ELMs 时, 斜边瓦片排布误差无论为 0 还是 0.3 mm, 从瓦片表面向下温度迅速减小, ELMs 过程中铬钨铜冷却管和铜中间层温度没有升高, ELMs 热流对钨/铜瓦片的热腐蚀基本局限于钨表面.

图 10 给出了斜边瓦片最高温度随排布误差的变化规律, 斜边瓦片最高温度基本随排布误差线性

增加, 排布误差越大, 斜边瓦片最高温度越大. 排布误差从 0 增大到 0.3 mm, 斜边瓦片最高温度升高了约 14.7%, 最大熔化厚度增大了约 37.2%. 但是, 排布误差为 0.3 mm 的斜边瓦片对比于直角瓦片最高温度低了约 2374 K, 最大熔化厚度小了约 39 μm .

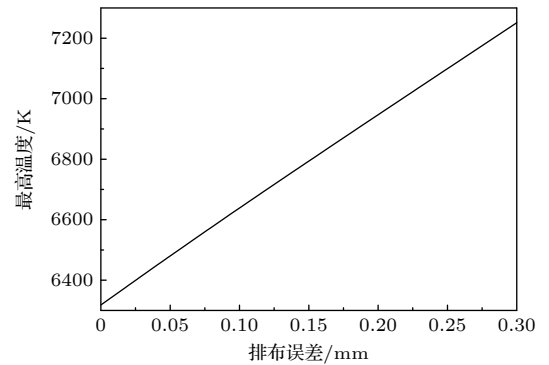


图 10 斜边瓦片最高温度随排布误差的变化

Fig. 10. Highest temperature of beveled tile versus misalignment.

3.4 侵蚀量

3.3 节研究了不同排布误差下两种形状瓦片温度分布的规律, 并分析了原因. 为了更好地比较出现排布误差时两种不同形状瓦片的热性能, 引入了

两个反映瓦片热性能的物理量: 熔化体积比和汽化体积比.

3.4.1 熔化体积比

为了更好地比较不同形状瓦片的热性能, 定义了瓦片熔化体积比 (每个瓦片的熔化体积与瓦片总体积的比值) 这样一个物理量. 图 11 给出了排布误差 (δ) 为 0 和 0.3 mm 两种形状瓦片熔化体积比随时间的变化关系曲线. 熔化体积比增大的过程表明瓦片在不断熔化, 熔化体积比不断减小时说明瓦片正在凝固. 从图 11 可以看出无论是哪种形状瓦片, 排布误差越大, 越早开始熔化, 越晚完成凝固.

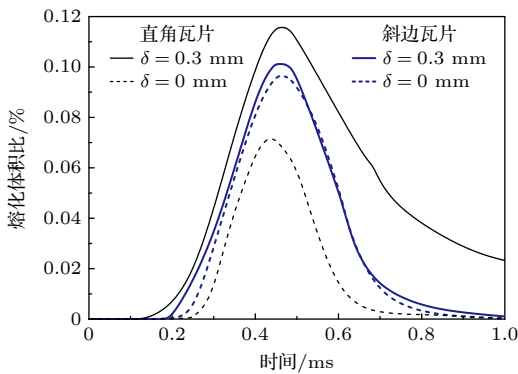


图 11 排布误差为 0 和 0.3 mm 直角、斜边瓦片熔化体积比随时间的变化
Fig. 11. Melting volume ratios of unshaped and beveled tiles with misalignment of 0 and 0.3 mm versus time.

图 12 给出了两种形状瓦片最大熔化体积比随排布误差的变化关系曲线, 排布误差从 0 增大到 0.3 mm, 直角瓦片最大熔化体积比从 0.071% 增大到 0.116%, 增加了约 63%; 斜边瓦片从 0.096% 增大到 0.101%, 增加了约 5%. 排布误差增大时, 直角瓦片熔化体积比增加较多, 斜边瓦片增加较少, 这是因为斜边瓦片面向入射等离子体一侧的棱边会被相邻瓦片磁遮挡, 避免了凸出棱边出现, 所以斜边瓦片有较强地对抗排布位错的能力. 从图 12 还可以看出, 排布误差小于约 0.17 mm 时, 直角瓦片最大熔化体积比小于斜边瓦片, 超过 0.17 mm 之后直角瓦片最大熔化体积比大于斜边瓦片. 对该现象分析如下: 排布误差为 0 时, 直角瓦片能流密度极大值区域 (位置 1 区域) 面积积极小, 且瓦片表面能流密度沿着位置 1 向瓦片表面中心方向迅速衰减为入射值, 而斜边瓦片除位置 4 附近区域因瓦片缝隙导致能流密度增大, 整个表面的能流密度因

为 β 角的存在变大, 所以斜边瓦片熔化体积比较大; 随着排布误差增加, 直角瓦片位置 1 处能流密度大幅度的增加, 导致直角瓦片熔化体积比大于斜边瓦片熔化体积比.

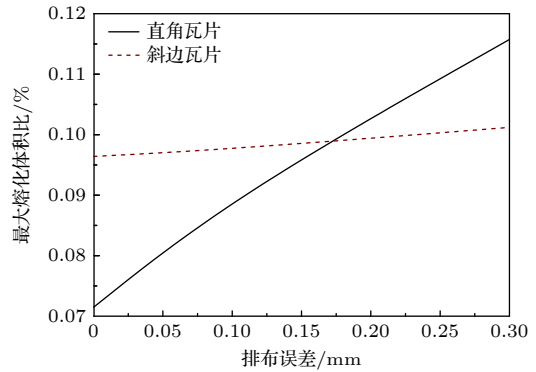


图 12 直角和斜边瓦片最大熔化体积比随排布误差的变化
Fig. 12. Maximum melting volume ratios of unshaped and beveled tiles versus misalignment.

3.4.2 汽化体积比

图 13 给出了排布误差为 0 的直角和斜边瓦片汽化体积比随时间的变化规律, 直角、斜边瓦片的汽化体积随着瓦片表面温度的升高而增加, 直角瓦片最大汽化体积比大约是斜边瓦片最大汽化体积比的 8 倍, 直角瓦片最大汽化厚度约为斜边瓦片最大汽化厚度的 53 倍, 分别约为 3.7 和 0.07 μm .

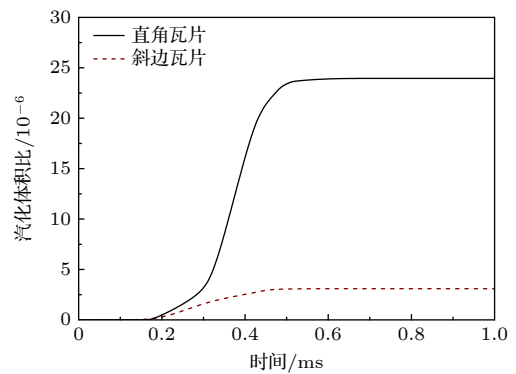


图 13 排布误差为 0 直角和斜边瓦片汽化体积比随时间的变化
Fig. 13. Vaporization volume ratios of unshaped and beveled tiles with no misalignment versus time.

图 14 给出了的直角和斜边瓦片最大汽化体积比随排布误差的变化规律, 排布误差从 0 到 0.3 mm, 直角瓦片最大汽化体积比增加了约 11.7 倍, 斜边瓦片增加了约 2.5 倍, 在出现排布位错时, 直角瓦片比斜边瓦片更易受到影响, 汽化量迅速增加.

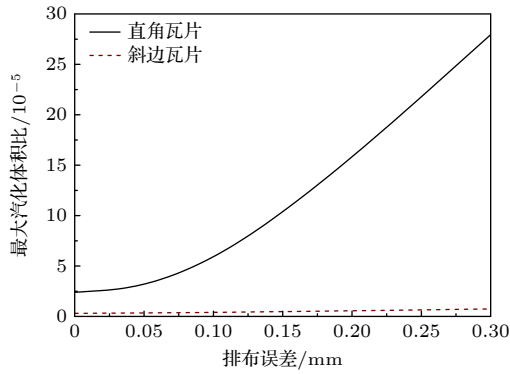


图 14 直角和斜边瓦片最大汽化体积比随排布误差的变化
Fig. 14. Maximum vaporization volume ratios of unshaped and beveled tiles versus misalignment.

4 讨论

ITER 偏滤器靶板在稳态运行时能承受的最大能流密度预期为 $10 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$, 慢瞬态事件 (是指部分脱靶失控导致刮削层的全部能量打到滤器靶板的现象, 持续时间一般为几秒钟) 中能承受的最大能流密度为 $20 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ [1,40], 在两种能流密度作用下, 直角和斜边瓦片最高温度随排布误差变化关系曲线如图 15 所示. 排布误差为 0 时, 直角、斜边瓦片在 $10 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ 能流密度作用下, 稳态时温度分别约为 1482 和 1590 K, 在 $20 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ 能流密度作用下, 稳态时温度分别约为 2767 和 2993 K, 直角瓦片的最高温度分别低于斜边瓦片, 随着排布误差的增加, 约超过 0.105 mm 时, 直角瓦片的最高温度高于斜边瓦片, 这也是瓦片采用斜边形状的初衷, 排布误差为 0.3 mm 时, 直角瓦片在 $20 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ 能流密度作用下出现熔化. 但是, 发生第一类 ELMs 时, 排布误差为 0 的直角瓦片最高温度却高于斜边瓦片, 其原因分析如下: 虽然直角瓦片迎着等离子体一侧的棱边区域 (图 1 位置 1 处) 能流密度极大, 但是该区域面积积极小, 使得在稳态和慢瞬态事件的能流作用下, 位置 1 区域总能流小于斜边瓦片位置 4 区域总能流, 所以此两种情况下, 直角瓦片的最高温度低于斜边瓦片的最高温度. 但是, 当等离子体能流密度不断增加, 导致位置 1 区域的总能流大于位置 3 区域总能流, 最终直角瓦片的最高温度高于斜边瓦片的最高温度. 图 16 给出了排布误差为 0 的直角、斜边瓦片最高温度随入射等离子体能流密度变化的规律, 可以看出, 当入射等离子体能流密度大于约 $60 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$ 时, 直角瓦片的最高温度高于斜边瓦片的最高温度.

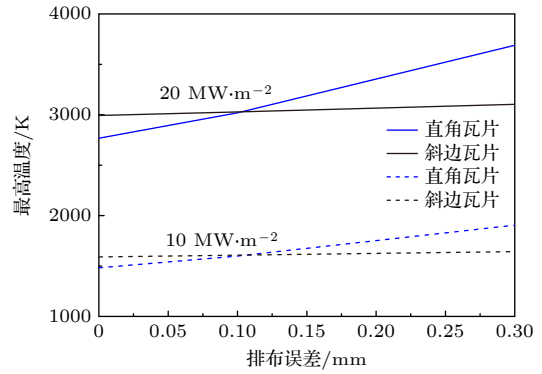


图 15 直角、斜边瓦片最高温度随排布误差的变化, 其中入射能流密度为 10 和 $20 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$

Fig. 15. Highest temperatures of unshaped and beveled tiles versus misalignment, where the incident heat is 10 and $20 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$.

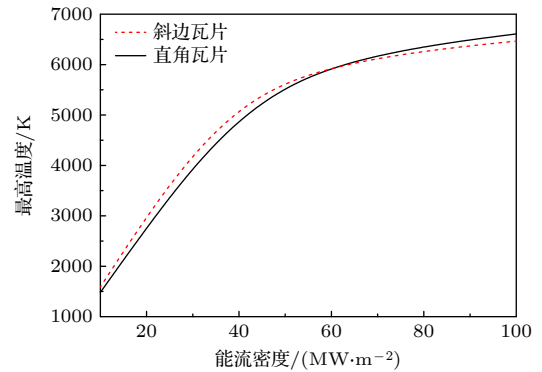


图 16 直角、斜边瓦片最高温度随能流密度的变化

Fig. 16. Highest temperatures of unshaped and beveled tiles versus heat flux.

5 结论

本文建立了二维对流传热的自洽模型, 详细研究了类 ITER ELMs 热流对排布误差为 0—0.3 mm 偏滤器靶板直角、斜边瓦片的热腐蚀程度. 为了保证模拟结果的准确性, 利用二维边缘等离子体动力学程序 (2d3v PIC-MCC) 研究了瓦片缝隙对等离子体行为的影响, 给出了瓦片表面能流密度的分布, 并将其作为热传导模型的输入参数. 研究结果表明:

1) 排布误差为零时, ELMs 间隙间, 直角瓦片表面最高温度低于斜边瓦片, ELMs 过程中, 直角瓦片最高温度、最大熔化厚度和最大汽化厚度大于斜边瓦片, 但是熔化的总体积较小, 熔化体积比小于斜边瓦片;

2) 随着排布误差增大, 瓦片边缘处等离子体能流密度重新分布现象越加明显, 直角瓦片面向入

射等离子一侧棱边处能流密度迅速增加, 斜边瓦片因为相邻瓦片的磁遮挡不会出现凸出棱边, 背向入射等离子体一侧的棱边处能流密度随排布误差的增加较缓慢, 因此, 直角瓦片热侵蚀程度增加速度高于斜边瓦片, 在 ELMs 间隙间, 排布误差超过约 0.105 mm 时, 直角瓦片的最高温度反超斜边瓦片, ELMs 过程中, 排布误差超过 0.17 mm 时, 直角瓦片最大熔化体积比反超斜边瓦片, 说明斜边瓦片具有较强的对抗 ELMs 热流和排布位错的能力, 出现位错现象时热性能相对比较稳定. ELMs 过程中两种形状瓦片的铬锆铜冷却管和铜中间层温度没有升高, ELMs 热流对排布误差在 0—0.3 mm 范围内的钨/铜瓦片的热腐蚀基本局限于钨材料表面.

参考文献

- [1] Federici G, Skinner C H, Brooks J N, Coad J P, Grisolia C, Haasz A A, Hassanein A, Philipps V, Pitcher C S, Roth J, Wampler W R, Whyte D G 2001 *Nucl. Fusion* **41** 1967
- [2] Bolt H, Barabash V, Krauss W, Linke J, Neu R, Suzuki S, Yoshida N, ASDEX Upgrade Team 2004 *J. Nucl. Mater.* **329—333** 66
- [3] Pitts R A, Bonnin X, Escourbiac F, Frerichs H, Gunn J P, Hirai T, Kukushkin A S, Kaveeva E, Miller M A, Moulton D, Rozhansk V Y, Senichenkov I, Sytova E, Schmitz O, Stangeby P C, De Temmerman G, Veselova I, Wiesen S 2019 *Nucl. Mater. Energy* **20** 100696
- [4] Wang B G, Zhu D Z, Ding R, Chen J L 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 025603
- [5] Hirai T, Escourbiac F, Carpentier-Chouchana S, Fedosov A, Ferrand L, Jokinen T, Komarov V, Kukushkin A, Merola M, Mitteau R, Pitts R A, Shu W, Sugihara M, Riccardi B, Suzuki S, Villari R 2013 *Fusion Eng. Des.* **88** 1798
- [6] Missirlian M, Firdaouss M, Richou M, Languille P, Lecocq S, Lipa M 2013 *Fusion Eng. Des.* **88** 1793
- [7] Li C J, Zhu D Z, Ding R, Wang B G, Chen J L, Gao B F, Le Y 2020 *Nucl. Mater. Energy* **25** 100847
- [8] Perkins F W, Post D E, Uckan N A, et al. 1999 *Nucl. Fusion* **39** 2137
- [9] Loarte A, Saibene G, Sartori R, Riccardo V, Andrew P, Paley J, Fundamenski W, Eich T, Herrmann A, Pautasso G, Kirk A, Counsell G, Federici G, Strohmayer G, Whyte D, Leonard A, Pitts R A, Landman I, Bazylev B, Pestchanyi S 2007 *Phys. Scr.* **T128** 222
- [10] Bazylev B, Janeschitz G, Landman I S, Loarte A, Pestchanyi S E 2007 *J. Nucl. Mater.* **363—365** 1011
- [11] Bazylev B, Janeschitz G, Landman I S, Pestchanyi S E 2005 *Fusion Eng. Des.* **75—79** 407
- [12] Coenen J W, Bazylev B, Brezinsek S, Philipps V, Hirai T, Kreter A, Linke J, Sergienko G, Pospieszczyk A, Tanabe T, Ueda Y, Samm U, The TEXTOR-Team 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S78
- [13] Chen X H, Ding F, Mao H M, Luo G N, Hu Z H, Xu F, Niu G J 2016 *Fusion Eng. Des.* **108** 98
- [14] El-Din El-Morshedy S 2021 *Nucl. Mater. Energy* **28** 101035
- [15] Raffray A R, Federici G J 1997 *Nucl. Mater.* **244** 85
- [16] Federici G, Loarte A, Strohmayer G 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1523
- [17] Dejarnac R, Gunn J P 2007 *J. Nucl. Mater.* **363—365** 560
- [18] Gunn J P, Carpentier S C, Dejarnac R, Escourbiac F, Hirai T, Komm M, Kukushkin A, Panayotis S, Pitts R A 2016 *Nucl. Mater. Energy* **12** 75
- [19] Gunn J P, Carpentier-Chouchana S, Escourbiac F, Hirai T, Panayotis S, Pitts R A, Corre Y, Dejarnac R, Firdaouss M, Kočan M, Komm M, Kukushkin A, Languille P, Missirlian M, Zhao W, Zhong G 2017 *Nucl. Fusion* **57** 046025
- [20] Komm M, Ratynskaia S, Tolias P, Cavalier J, Dejarnac R, Gunn J P, Podolnik A 2017 *Plasma Phys. Control. Fusion* **59** 094002
- [21] Sang C F, Sun J Z, Wang D Z 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S204
- [22] Hu W P, Sang C F, Sun Z Y, Wang D Z 2017 *Fusion Eng. Des.* **116** 5
- [23] Huang Y, Sun J Z, Sang C F, Ding F, Wang D Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 035204 (in Chinese) [黄艳, 孙继忠, 桑超峰, 丁芳, 王德真 2014 物理学报 **63** 035204]
- [24] Huang Y, Sun J Z, Hu W P, Sang C F, Wang D Z 2016 *Fusion Eng. Des.* **102** 28
- [25] Birdsall C K, Langdon A B 1985 *Plasma Physics via Computer Simulation* (New York: McGraw-Hill) pp1—479
- [26] Verboncoeur J P 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** A231
- [27] Carslaw H W, Jaeger J C 1959 *Conduction of Heat in Solids* (Oxford: Clarendon) p2
- [28] Behrisch R 2010 *J. Surf. Invest.-X-Ray* **4** 549
- [29] Dittus F W, Boelter L M K 1985 *Int. Commun. Heat Mass Transfer* **12** 3
- [30] Sieder E N, Tate G E 1936 *Ind. Eng. Chem.* **28** 1429
- [31] Collier J G, Thome J R 1994 *Convective Boiling and Condensation* (3rd Ed.) (New York: Clarendon Press) pp109—111
- [32] Chen J C 1966 *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.* **5** 322
- [33] Robinson K, Hawley J G, Campbell N A F 2003 *Proc. Inst. Mech. Eng. D* **217** 877
- [34] Kukushkin A S, Pacher H D, Kotov V, Reiter D, Coster D, Pacher G W 2007 *Nucl. Fusion* **47** 698
- [35] Aymar R, Barabaschi P, Shimomura Y 2002 *Plasma Phys. Control. Fusion* **44** 519
- [36] Roth J, Tsitrone E, Loarte A, Loarer Th, Counsell G, Neu R, Philipps V, Brezinsek S, Lehnen M, Coad P, Grisolia Ch, Schmid K, Krieger K, Kallenbach A, Lipschultz B, Doerner R, Causey R, Alimov V, Shu W, Ogorodnikova O, Kirschner A, Federici G, Kukushkin A, EFDA PWI Task Force, ITER PWI Team, Fusion for Energy, ITPA SOL/DIV 2009 *J. Nucl. Mater.* **390—391** 1
- [37] Dejarnac R, Komm M, Gunn J P, Panek R 2009 *J. Nucl. Mater.* **390—391** 818
- [38] Miloshevsky G V, Hassanein A 2010 *Nucl. Fusion* **50** 115005
- [39] Loarte A 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1549
- [40] Escourbiac F, Durocher A, Fedosov A, Hirai T, Pitts R A, Gavila P, Riccardi B, Kuznetsov V, Volodin A, Komarov A 2019 *Fusion Eng. Des.* **146** 2036

Numerical simulation of erosion of misaligned W/Cu monoblocks caused by ITER-like type-I edge localized modes*

Huang Yan¹⁾ Sun Ji-Zhong^{2)†} Sang Chao-Feng²⁾ Wang De-Zhen²⁾

1) (*Department of Basic Courses Teaching, Dalian Polytechnic University, Dalian 116034, China*)

2) (*School of Physics, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 26 February 2023; revised manuscript received 16 July 2023)

Abstract

The thermal performance of the divertor W/Cu monoblock tiles under the ITER-like transient events has been one of the main concerns for ITER plasma facing components. Owing to the assembly tolerances during installation, the leading edge caused by misalignment between toroidal neighboring tiles will receive the extremely high cumulative heat flux and be damaged. In this work, we develop a two-dimensional heat conductivity model, including evaporation, radiation, melting process, and coupling cooling water condition, to investigate the thermal erosion of two shapes of tiles of W/Cu monoblock (unshaped and beveled tiles) with misalignment in a range from 0 to 0.3 mm, within the allowable maximum misalignment for ITER. To reflect the geometrical effects of castellated divertor tiles on the properties of its adjacent plasma, the energy flux density distribution arriving at the castellated divertor tile surface is evaluated first by using a two-dimension-in-space and three-dimension-in-velocity particle-in-cell plus Monte Carlo collisions code, and the obtained energy flux distribution is then used as input for the heat conduction model. The simulation results show that the maximum temperature of the unshaped tile with no misalignment is lower than that of the beveled tile under the steady-state inter-ELM heat flux, which increases more quickly than that of the beveled tile with misalignment increasing and will be larger than that of the beveled tile when misalignment is not less than 0.105 mm. Two shapes of the divertor tiles would melt and vaporize under typical heat flux density of a transient event of type-I edge localized modes (ELMs) for ITER, deposition energy of $1 \text{ MJ}\cdot\text{m}^{-2}$ in a duration of 600 μs . The highest temperature, the maximum melting thickness, the maximum vaporization thickness of the unshaped tile with no misalignment are higher than those of the beveled tile except the melting volume ratio. The thermal erosion of the unshaped tile increases more remarkably than that of the beveled tile with misalignment increasing, and the melting volume ratio of the unshaped tile will exceed that of the beveled tile at a misalignment of 0.17 mm. In comparison with the unshaped tile, the beveled tile is more resistant to such a high heat flux of an ELM and misalignment.

Keywords: edge localized modes, W/Cu monoblock, misalignment, thermal performance

PACS: 52.55.Fa, 52.55.Rk, 52.40.Hf, 52.65.-y

DOI: [10.7498/aps.72.20230281](https://doi.org/10.7498/aps.72.20230281)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12275040).

† Corresponding author. E-mail: jsun@dlut.edu.cn



ITER 第一类边界局域模对排布位错偏滤器靶板钨/铜瓦片腐蚀程度的数值模拟

黄艳 孙继忠 桑超峰 王德真

Numerical simulation of erosion of misaligned W/Cu monoblocks caused by ITER-like type-I edge localized modes

Huang Yan Sun Ji-Zhong Sang Chao-Feng Wang De-Zhen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 185202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230281

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230281>

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

铜掺杂钨位增强钨酸铋氧空位光催化效率

Enhancing oxygen vacancy photocatalytic efficiency of bismuth tungstate using In-doped W site

物理学报. 2019, 68(21): 217102 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191010>

ITER装置中等离子体旋转和反馈控制对电阻壁模影响的数值研究

Numerical study of effect of plasma rotation and feedback control on resistive wall mode in ITER

物理学报. 2021, 70(4): 045201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201391>

温度对小角度对称倾斜晶界位错运动影响的晶体相场模拟

Phase field crystal simulation of the effect of temperature on low-angle symmetric tilt grain boundary dislocation motion

物理学报. 2019, 68(17): 170504 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190051>

镁中位错和非晶作用机制的分子动力学模拟

Molecular dynamics simulation of mechanism of interaction between dislocation and amorphism in magnesium

物理学报. 2022, 71(14): 143101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212318>

不同温度下bcc-Fe中螺位错滑移及其与 \square 位错环相互作用行为

Screw dislocation slip and its interaction with \square dislocation loop in bcc-Fe at different temperatures

物理学报. 2021, 70(6): 068701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201659>

取向角对小角度非对称倾斜晶界位错运动影响的晶体相场模拟

Phase field crystal simulation of effect of misorientation angle on low-angle asymmetric tilt grain boundary dislocation motion

物理学报. 2020, 69(14): 140504 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200133>