

偏滤器等离子体中杂质对钨壁材料的 侵蚀模拟研究*

孙振月 桑超峰 胡万鹏 王德真†

(大连理工大学物理与光电工程学院, 三束材料改性教育部重点实验室, 大连 116023)

(2014年2月10日收到; 2014年3月18日收到修改稿)

偏滤器是托卡马克中与等离子体直接接触的部件, 为了保证装置的寿命, 需要尽可能地减小等离子体对偏滤器靶板的侵蚀. 本文用粒子模拟的方法研究了不同等离子体温度情况下碳和铍两种杂质离子对钨偏滤器侵蚀速率的影响. 模拟首先得到稳定的鞘层结构、入射到靶板的离子流和能流密度, 并通过统计获得了入射离子的能量和角度分布, 最终根据这些物理参量, 采用经验公式计算出钨靶板的侵蚀速率. 研究表明, 在等离子体温度不太高的情况下, 钨靶板的热侵蚀几乎不起作用, 而由于杂质离子对钨的物理溅射阈值较低, 并且会通过鞘层加速获得能量, 因此其对钨壁材料的物理溅射是导致靶板侵蚀的主要原因, 另外靶板材料的侵蚀速率随着等离子体温度升高以及杂质含量增大而急剧增大.

关键词: 偏滤器, 等离子体与器壁相互作用, 粒子模拟**PACS:** 52.55.Rk, 52.40.Hf, 52.65.Rr**DOI:** 10.7498/aps.63.145204

1 引言

随着社会的发展, 能源消耗急剧上升, 人类面临着能源枯竭的危机. 核聚变反应是一种潜在的新能源, 受控核聚变会产生上亿度的高温等离子体, 而任何实物容器都无法承受如此高的温度, 必须采用特殊的方法约束等离子体. 磁约束聚变装置(也称为托卡马克)是最有希望实现可控核聚变的实验装置. 在托卡马克中, 聚变反应产生的大量杂质和热量需要从芯部区域排出, 为避免这些载能粒子直接辐照器壁, 引起器壁损伤, 人们在托卡马克装置中引入了偏滤器作为聚变装置中排除杂质和能量的主要组成单元^[1]. 由于等离子体在偏滤器靶板上会发生一系列物理与化学反应, 导致器壁的侵蚀、杂质的生成、燃料的滞留等诸多问题, 因此偏滤器等离子体与器壁相互作用是一个非常重要的研究课题^[2].

钨(W)材料是下一代聚变装置器壁材料的主要候选材料^[3], 主要是因为其熔点非常高(3683 K)^[4], 并且具有高的热传导系数和热应力抵抗力, 同时钨的溅射阈值非常高, 这样就保证了其具有很小的溅射率, 从而限制了杂质的产生. 此外钨不会被氢化, 也不会同氢同位素共同沉积, 这就保证了钨材料中氢同位素的滞留量很少. 但钨属于高Z材料, 具有很高的辐射能量损失, 很少量的钨杂质(10^{-5})^[5]就会导致托卡马克等离子体熄火, 因此需要严格控制钨壁材料的侵蚀^[6]. 研究表明, 只要保证氢粒子入射到钨器壁的能量不超过200 eV, 钨的侵蚀完全可以避免. 但是托卡马克中不同的位置会选择不同的面壁材料, 例如: 国际热核聚变实验堆(ITER)中会选用钨和铍(Be)两种材料^[7], 先进实验超导托卡马克(EAST)中将会使用钨、碳(C)等材料. 等离子体与器壁发生相互作用的过程中, 被侵蚀的杂质入射到钨器壁, 极易造成器壁的侵蚀. 研究偏滤器等离子体中杂质粒子同钨壁

* 国际热核聚变实验堆(ITER)计划专项课题(批准号: 2013GB109001)和国家自然科学基金(批准号: 11275042, 11305026)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wangdez@dlut.edu.cn

材料的相互作用成为一个极其重要的问题. 由于托卡马克实验诊断的限制, 很难确定不同等离子体参数下各种杂质粒子对钨壁侵蚀的影响, 数值模拟成为了一个理想的研究手段.

托卡马克偏滤器等离子体模拟模型一般分为流体模型和粒子模型. 大型流体程序(例如 SOLPS, UEDGE, EDGE2D, EMC3) 被广泛应用于边界等离子体模拟当中, 例如 SOLPS 被用于 ELMS^[8]、偏滤器靶板^[9]等模拟研究. 流体程序的优点是可以针对装置具体位形进行设计模拟研究, 且计算资源需求相对较小; 然而, 流体程序没有包含鞘层, 不能准确得到入射到靶板的真实粒子流和能流, 因此很难精确描述等离子体与器壁的相互作用^[10]. 等离子体粒子模型(PIC)是一个合适的模型, 其通过追踪带电粒子的运动轨迹统计得出等离子体状态参数以及等离子体与器壁相互作用, 但是这种方法对计算资源需求非常巨大^[11]. 近些年来随着计算机硬件水平的提高, 大规模数值计算成为可能, 完全粒子模拟方法被逐渐应用于边界等离子体模拟当中^[12-14].

本文采用一维坐标空间三维速度空间的边界等离子体粒子模拟程序 EPPIC1D^[15,16], 模拟了偏滤器等离子体中杂质对钨壁材料的侵蚀, 通过改变杂质粒子含量、等离子体温度等参数, 对影响钨器壁溅射侵蚀速率的因素进行了分析. 模拟给出了等离子体区域的电势以及带电粒子密度分布情况, 同时对入射到靶板的粒子流密度、能流密度、能量分布以及角度分布情况进行了统计, 最终得到杂质粒子含量以及等离子体温度等参数对钨器壁侵蚀速率的影响.

2 模型介绍

PIC 是一种通过追踪大量带电粒子在外加及自洽电磁场中运动并统计平均而得到其宏观特性及运动规律的动力学模拟方法^[17], 本文采用的是 一维静电模型. 模型的基本思想是: 使用网格将模拟空间离散化; 跟踪带电粒子的运动以得到其位置信息, 然后使用插值求得每个格点处的电荷密度; 使用泊松方程得到电势分布, 然后根据电势和电场的关系求得电场分布; 根据求得的电场分布再结合外加磁场, 得到带电粒子所受的洛仑兹力, 然后由牛顿力学方程计算带电粒子的运动.

聚变当中通常使用氢同位素作为燃料, 本模型

中模拟跟踪了 3 种带电粒子 (e , H^+ , C^{3+} 或 Be^{2+}) 的运动轨迹. 模型中假设偏滤器等离子体为完全电离等离子体, 因此忽略等离子体与中性粒子之间的碰撞. 模拟区域如图 1 所示, 其分为两部分, 等离子体区和源区, 偏滤器靶板位于等离子体区左侧, 取其电势为悬浮电势 $-3kT_e$ (k 为玻尔兹曼常数, T_e 为电子温度)^[18]; 源区为等势区, 没有外加电磁场. 模拟所选参数如下: 带电粒子初始密度为 $1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 初始速度服从麦克斯韦分布, 电子温度为 10—30 eV, 离子温度 (T_i) 为电子温度的 2 倍^[1]; 等离子体区域宽度为 1 cm (约 1700 个德拜长度), 源区宽度为 0.5 cm, 外加磁场强度 $B = 1.5 \text{ T}$, 磁场同偏滤器靶板法线方向夹角 $\theta = 85^\circ$, 离子的定向速度为玻姆速度, 方向为磁场方向.

为了确定偏滤器靶板的侵蚀速率, 基于经验公式的等离子体与器壁相互作用 (PSI) 模块^[19] 被耦合到了本模型中. PSI 模块中包含了钨的物理溅射, 物理溅射系数是根据 Bohdansky 和 Yamamura 模型计算得出, 它与入射粒子的种类、能量及入射粒子与钨靶板法线方向的夹角都有关系, 将这些数据作为 PSI 模块的输入参数, 然后根据溅射系数与侵蚀速率的关系, 便可以准确计算出偏滤器等离子体对钨靶的侵蚀速率.

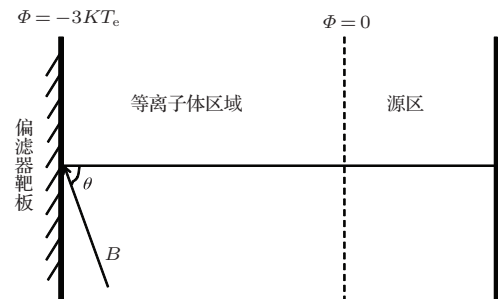


图 1 模拟区域示意图, 等离子体区宽度为 1.0 cm, 源区尺寸为 0.5 cm, 磁场与偏滤器靶板法线方向夹角为 θ

3 模拟结果与讨论

由于不同装置的杂质粒子不同, 例如 ITER 装置由于第一壁使用铍材料, 因此主要含有铍杂质; EAST 装置由于上下偏滤器分别使用碳和钨, 因此更加关注碳离子入射到钨靶板造成的侵蚀, 本文主要考虑 Be 和 C 两种杂质. Be 由于最外层具有两个电子, 很容易被完全电离, 因此模拟离子为 Be^{2+} ; C 拥有 6 个电子, 但是由于刮削层和偏滤器区域的温度较低, 很难完全剥去所有电子, 以三价状态存在较多, 模拟中选用 C^{3+} .

4 等离子体区域电势及粒子密度分布情况

为了获得入射到偏滤器靶板的粒子流和能流密度, 需要更准确的鞘层结构模拟, PIC模型的优势是能够包含鞘层的动力学变化. 图2给出了存在不同杂质时模拟所得稳态时刻的电势分布情况. 其中杂质的含量为0.4%, 电子温度 $T_e = 10$ eV. 由于模拟当中使用的偏滤器靶板电势为悬浮电势, 即 $V_0 = -3kT_e$, 因此整个区域的电势降为30 V. 由图可知, 在远离鞘层区域等离子体基本保持在零电势, 电势降主要发生在鞘层区(德拜鞘层和磁预鞘), 其中德拜鞘层是与器壁接触的区域, 厚度大概为几个德拜长度; 磁预鞘为紧挨德拜鞘层的区域, 尺度为离子回旋半径. 可以看到电势降主要发生在磁预鞘区域, 这同理论预测相一致[18]. 由于杂质离子的密度远低于电子和氢离子的密度, 其对于鞘层等离子体几乎不产生影响[13], 因此当偏滤器区含有不同种杂质时, 电势分布没有明显变化, 如图2所示.

图3为模拟所得稳态时刻带电粒子密度空间分布, 其中杂质离子的含量为0.4%, 电子温度 $T_e = 10$ eV. 由图可知, 在偏滤器大部分区域等离子体保持电中性, 而在直接接触偏滤器靶板的区域, 离子密度大于电子密度, 等离子体偏离电中性, 形成了鞘层. 形成鞘层的主要原因是当等离子体温度满足 $T_i = 2T_e$ 时, 电子的平均热速度远大于离子的平均热速度, 导致流向器壁的电子流远大于离子流, 从而在偏滤器靶板附近形成净正电荷区域的鞘层. 本模拟所使用的参数条件下, 德拜长度 λ_D 约为 $6 \mu\text{m}$, 离子回旋半径 r_c 为 0.43 mm, 将德拜鞘层定义为偏离电中性区域, 则由带电粒子密度分布知, 德拜鞘层厚度为 $80 \mu\text{m}$ (约为 $13\lambda_D$); 将主要的等离子体密度降区域(95%)定义为磁预鞘, 可知磁预鞘的厚度约为 1 mm (约为 $2r_c$). 此外, 杂质密度分布基本同主等离子体一致, 磁预鞘厚度 $\Gamma_{\text{MPS}} \sim \sqrt{6}(C_s/w_{ci}) \sim \sqrt{m_i}/q$ 基本不受到杂质粒子影响, 其中 C_s 为离子声速, w_{ci} 为离子回旋频率, m_i 为离子质量, q 为离子所带电荷[18].

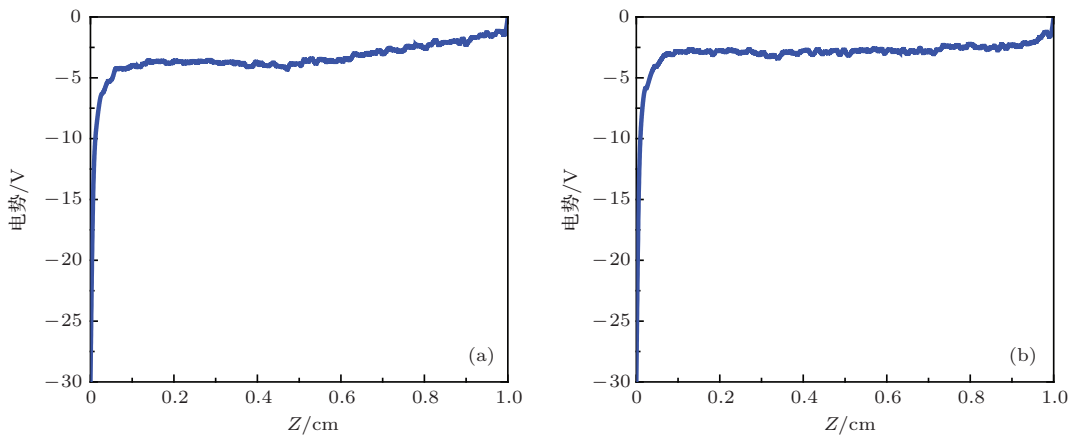


图2 稳态时刻电势空间分布 (a) 杂质粒子 C^{3+} ; (b) 杂质粒子 Be^{2+} ; 杂质粒子含量为0.4%, 电子温度 $T_e = 10$ eV

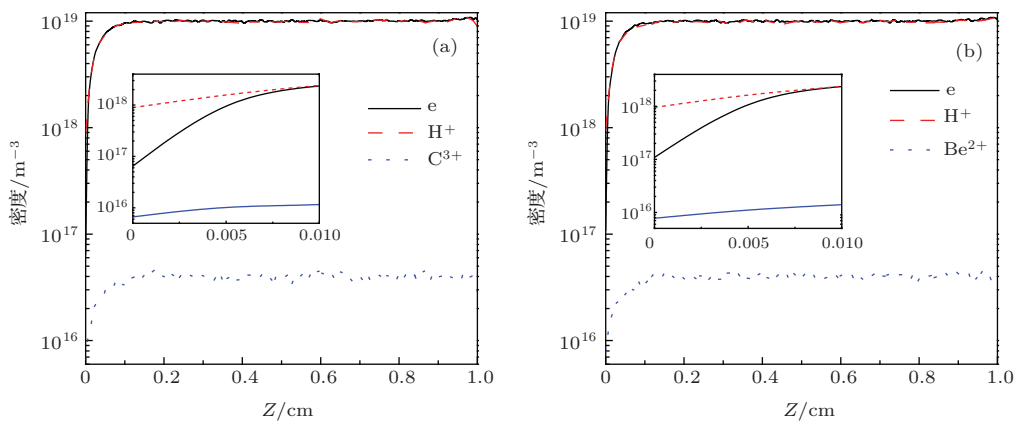


图3 稳态时刻粒子密度空间分布 (a) 杂质粒子 C^{3+} ; (b) 杂质粒子 Be^{2+} ; 杂质粒子含量为0.4%, 电子温度 $T_e = 10$ eV

4.1 入射到靶板的带电粒子

当偏滤器等离子体鞘层确定后, 才能获得入射到靶板的离子信息. 由于不同装置或者同一装置不同放电模式(例如低约束模式或者高约束模式)情况下等离子体参数不一样, 同时杂质的含量也会随着装置以及放电参数的变化而改变, 所以我们对不同等离子体温度 and 不同杂质含量情况下入射到靶板的杂质离子信息进行统计. 图4 为入射到靶板的杂质粒子流密度随离子温度以及杂质粒子含量的变化. 由图可知, 当等离子体中杂质含量不变时, 入射到靶板的杂质粒子流密度随着离子温度的升高而增大. 当形成稳定鞘层以后, 从等离子体源区进入到鞘层的粒子流密度等于入射到靶板的粒子流密度, 因此入射到偏滤器靶板的粒子流密度可以表示为 $\Gamma = nC_s \cos \theta$, 其中 n 为离子密度, C_s 为离子声速 ($C_s = \sqrt{k(T_e + T_i)/m_i}$), θ 为磁场与偏滤器靶板法线方向的夹角. 对于同一离子温度, 由图4可知, 随着杂质粒子含量的增加, 入射到靶板

上的杂质粒子流密度也随之线性增加, 即 $\Gamma_i \sim n_i$, 这同理论推导是一致的; 但是如果杂质的含量继续增加, 那么其对等离子体的扰动则不能忽略, 这时鞘层结构将会发生改变, 本文暂时不讨论这种情况. 对比 C^{3+} 和 Be^{2+} 含量和离子温度都相同的情况下, 我们发现 Be^{2+} 的粒子流密度大于 C^{3+} 的粒子流密度, 这是由于 Be^{2+} 的质量小于 C^{3+} , 可以根据 $\Gamma_i \sim C_s \sim \sqrt{1/m_i}$ 得出 Be^{2+} 的粒子流更大.

图5 为入射到靶板的杂质能流密度 (P_i) 随等离子体温度以及杂质粒子含量的变化. 由图可知, 对于 C^{3+} 和 Be^{2+} 两种离子, 入射到靶板的能流密度随着离子温度的升高而增大, 同时也随着杂质含量的增加而增大, 这种变化趋势同图4 中的杂质粒子流密度变化基本一致. 入射到器壁的离子的平均能量可以表示为

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon}_i &= 3qT_e + \frac{1}{2}m_i C_s^2 + \frac{3}{2}T_i \\ &= 3qT_e + 0.5T_e + 2T_i, \end{aligned} \quad (1)$$

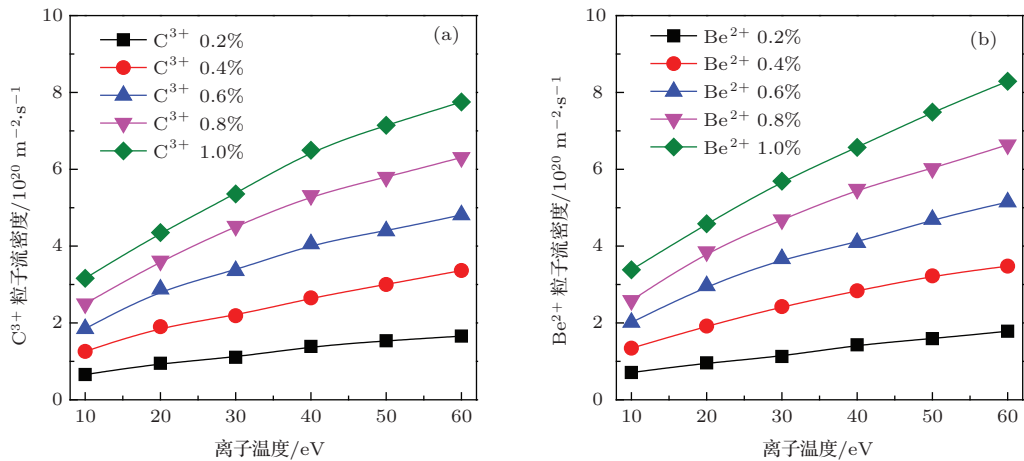


图4 稳态时入射到靶板的平均杂质粒子流密度随杂质含量和温度的变化 (a) 杂质粒子 C^{3+} ; (b) 杂质粒子 Be^{2+}

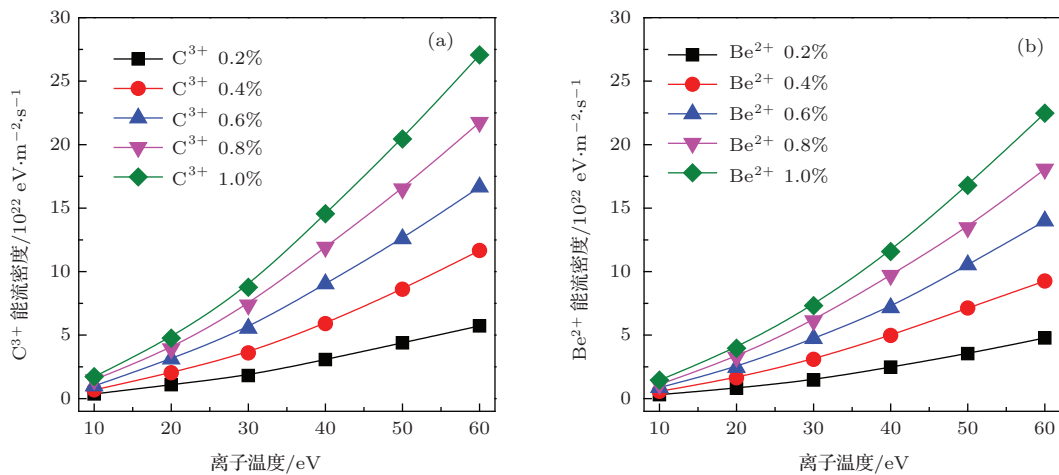


图5 稳态时入射到靶板的平均能流密度随等离子体温度以及杂质粒子含量的变化 (a) 杂质粒子 C^{3+} ; (b) 杂质粒子 Be^{2+}

其中 q 为离子所带电荷数, $T_i = 2T_e$. 则入射到器壁的离子能流密度可以表示为

$$P_i = \Gamma_i \bar{\varepsilon}_i = n C_s \bar{\varepsilon}_i \cos \theta \sim T_e^{3/2} / m_i^{1/2}. \quad (2)$$

因此, 可以得出入射杂质的能流密度随离子温度的增长速率高于入射离子流密度. 模拟结果显示在杂质含量和离子温度都相同的情况下, 入射到器壁 C^{3+} 的能流密度大于 Be^{2+} 的能流密度. 根据能流(2)式可以得到

$$P_{C^{3+}} = 13.5 T_e^{3/2} \cos \theta / (12 m_p)^{1/2},$$

$$P_{Be^{2+}} = 10.5 T_e^{3/2} \cos \theta / (9 m_p)^{1/2},$$

其中 m_p 为质子质量, 这就可以解释为何 C^{3+} 的能流密度较大.

由于能流密度随等离子体温度升高而增大, 而由于杂质离子的含量很少, 因此杂质的种类对于总的入射能流密度几乎不产生影响. 我们计算了不同电子温度情况下入射到靶板的总能流密度, 同时使用文献 [20] 中的热传导模型计算了相应的器壁温度, 如表 1 所示. 当电子温度为 30 eV 时, 入射到靶板的能流密度为 1.859 MW/m². 假设钨靶板厚度(等离子体入射面到冷却端的距离) 为 1 cm, 则器

壁表面温度最高能达到 534 K, 此温度远小于钨材料的熔点. 因此在我们选取的等离子体参数情况下, 钨器壁的热侵蚀可以忽略.

表 1 不同电子温度情况下入射到偏滤器靶板的总能流密度以及相应的器壁温度

电子温度/eV	入射能流密度/MW·m ⁻²	壁材料温度/K
5	0.123	408
10	0.354	425
15	0.667	448
20	1.044	475
25	1.433	503
30	1.859	534

粒子模拟的优势是能够准确得到入射到器壁的粒子能量分布函数, 这些信息在流体模型的模拟当中通常被平均化; 壁材料的物理溅射直接取决于入射粒子的能量, 尤其是存在溅射阈值的物质(例如钨), 只有获得入射粒子的能量分布, 才有可能准确判断出材料的侵蚀速率. 图 6 为不同离子温度情况下入射到靶板的粒子能量分布百分比. 图 6(a) 和 (b) 为杂质粒子为 C 时, 两种粒子的能量分布函

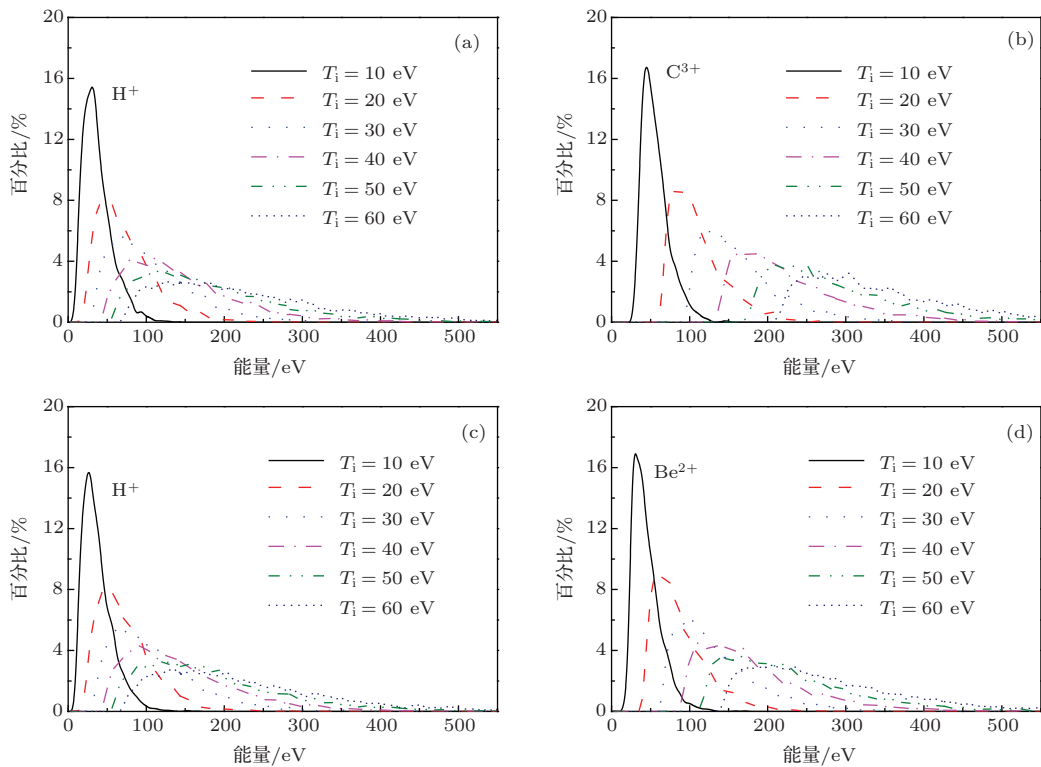


图 6 杂质粒子含量为 0.4% 时稳态时入射到靶板粒子能量分布百分比 (a) 杂质粒子为 C^{3+} 时 H^+ 的能量分布; (b) 杂质粒子为 C^{3+} 时 C^{3+} 的能量分布; (c) 杂质粒子为 Be^{2+} 时 H^+ 的能量分布; (d) 杂质粒子为 Be^{2+} 时 Be^{2+} 的能量分布

数. 从图中可以看出, 不同参数情况下都会出现一个入射能量分布峰值, 并且峰值位置随着离子温度的升高而增大, 这是由于离子会经过鞘层加速入射到器壁, 而鞘层电势正比于电子温度 ($V_0 = -3kT_e$). 对于 H^+ , 峰值位置分别为 25 eV ($T_i = 10$ eV), 40 eV ($T_i = 20$ eV), 60 eV ($T_i = 30$ eV), 90 eV ($T_i = 40$ eV), 100 eV ($T_i = 50$ eV), 120 eV ($T_i = 60$ eV), 即峰值约为 $4T_e$ ($T_i = 2T_e$, 下同); 对于 C^{3+} , 峰值位置分别为 40 eV ($T_i = 10$ eV), 80 eV ($T_i = 20$ eV), 120 eV ($T_i = 30$ eV), 160 eV ($T_i = 40$ eV), 200 eV ($T_i = 50$ eV), 250 eV ($T_i = 60$ eV), 即峰值约为 $8T_e$. 图 6(c) 和 (d) 是杂质粒子为铍时, 两种粒子的能量分布函数. 对比图 6(a) 和 (c), 可以发现杂质粒子种类对入射到器壁的 H^+ 能量分布无明显影响. Be^{2+} 的能量分布函数也存在峰值, 其位置分别为 30 eV ($T_i = 10$ eV), 60 eV ($T_i = 20$ eV), 90 eV ($T_i = 30$ eV), 110 eV ($T_i = 40$ eV), 150 eV ($T_i = 50$ eV), 180 eV ($T_i = 60$ eV), 约为 $6T_e$. 在离子温度相同的情况下, C^{3+} 的能量高于 Be^{2+} 和 H^+ , Be^{2+} 能量高于 H^+ . 这是由于带电粒子所带的电荷数越大, 其被电场加速所获得的能量也就越大, 即能量分布函数峰值所对应的能量正比于离子

所带的电荷数.

钨材料的物理溅射同入射粒子的能量和角度相关, 因此需要准确地得到入射粒子的角度分布. 图 7 为不同电子温度情况下入射到靶板的不同种粒子的角度分布函数. 由图可知, 离子的入射角度分布基本不随离子的温度变化而改变. 由 (1) 式可知入射粒子垂直于靶板方向的平均能量为

$$\bar{\varepsilon}_\perp = 3qT_e + 0.5T_i = (1 + 3q)T_e, \quad (3)$$

其与平均能量表达式 (1) 的比值为

$$\bar{\varepsilon}_\perp / \bar{\varepsilon} = (1 + 3q) / (4.5 + 3q). \quad (4)$$

因此在不考虑磁场影响的情况下, 入射角度关系为

$$\cos \alpha \propto \sqrt{\bar{\varepsilon}_\perp / \bar{\varepsilon}}, \quad (5)$$

其中 α 为入射粒子速度方向与靶板法线方向夹角. 从 (5) 式可知 α 与离子温度没有明显关系. 模拟得到 C^{3+} 杂质的入射角度分布峰值为 30° , 而 Be^{2+} 杂质离子的入射角度分布峰值为 35° , 这与 (5) 式基本一致, 但是 H^+ 的入射角度分布峰值为 55° , 与 (5) 式计算结果有一定差距. (5) 式中得到的入射离子角度是不考虑磁场情况下的理论值, 不同于理想中的平行于磁场入射, 一方面是由于我们在模拟中取

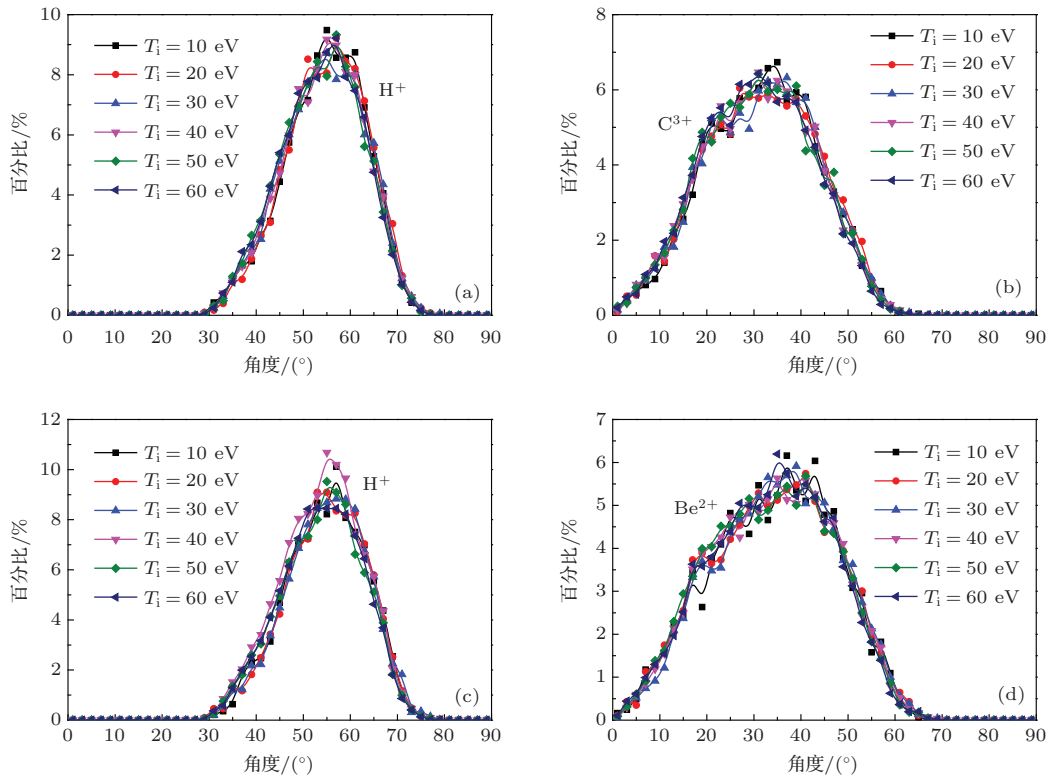


图 7 杂质粒子含量为 0.4% 时稳态时刻入射到靶板粒子角度分布百分比 (a) 杂质粒子为 C^{3+} 时 H^+ 的角度分布; (b) 杂质粒子为 C^{3+} 时 C^{3+} 的角度分布; (c) 杂质粒子为 Be^{2+} 时 H^+ 的角度分布; (d) 杂质粒子为 Be^{2+} 时 Be^{2+} 的角度分布

的磁场强度较小 (1.5 T), 磁场对带电粒子的约束作用较小; 另一方面是由于鞘层处的电场强度很大, 且指向靶板方向, 离子在电场的加速作用下获得了较大的垂直于磁场方向的能量. 杂质粒子由于具有更大的质量受磁场影响相对较小, 因此模拟得到的入射角度峰值更加接近 (5) 式, 而 H^+ 由于更容易被磁场约束, 因此入射角度更加接近于磁场方向. 另外我们模拟了在不同的磁场强度下 (1.5—5.3 T) 离子的角度分布, 发现随着磁场强度的增大, 离子的入射角度也随之增大, 即向着平行于磁场的方向偏移. 因此我们可以得出结论: 当磁场强度相对较小时, 入射角度服从 (5) 式, 随着磁场的增强, 入射角度逐渐趋近于磁场方向.

4.2 钨器壁的物理侵蚀

当确定入射到靶板不同粒子的能量和角度后, 就可以利用程序中的 PSI 模块来计算钨材料的侵蚀速率. 由于在本文所选参数情况下, 钨材料的侵蚀主要源自物理溅射 (对于瞬态事件例如 ELMs 和等离子体破裂, 融化汽化起主导 [4]), 因此模型当中

只考虑物理侵蚀. 图 8 为钨材料的物理溅射系数随入射能量和角度的变化函数, 由图可知钨材料的侵蚀阈值随着入射粒子的质量增大而减小, H 的阈值为 500 eV, Be 的阈值为 50 eV, C 的阈值为 40 eV. 当入射能量超过阈值以后, 溅射系数随着入射能量的增大而增大, 随着入射角度的增大先增大, 当角度约为 85° 时, 溅射系数最大, 随后随角度增大而减小.

在得到物理溅射系数之后, 为了计算靶板的侵蚀速率, 可以使用如下公式 [19]:

$$\frac{R_{Ero} s \rho}{M} N_A = Y^{phy} \Gamma s \rightarrow R_{Ero} = Y^{phy} \Gamma M / (\rho N_A), \quad (6)$$

其中 R_{Ero} 代表钨靶的侵蚀速率, Y^{phy} 代表的是物理溅射系数, M 代表靶原子的摩尔质量, s 为靶材料的面积, ρ 为靶材料的密度, Γ 为入射离子流密度, N_A 为阿伏伽德罗常数; 当得到物理溅射系数之后, 便可根据 (6) 式得到靶板的侵蚀速率. 由 (6) 式可知, 在其他参量都确定的条件下, 侵蚀速率与物理溅射系数成正比.

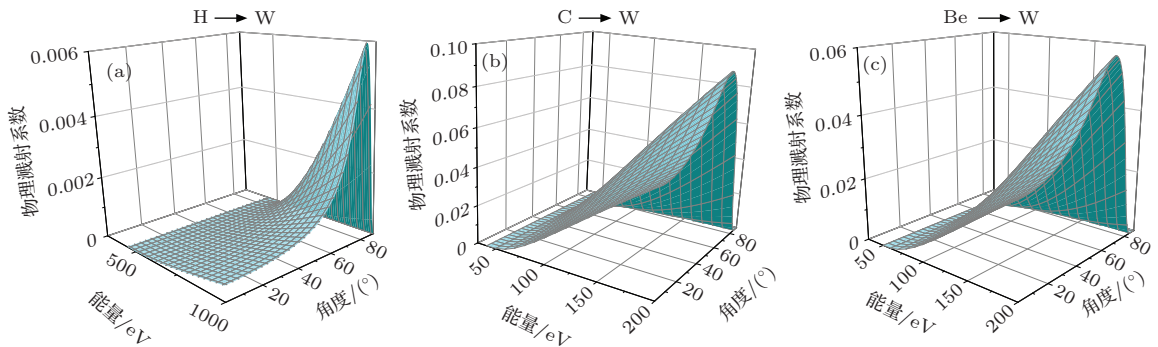


图 8 钨材料的物理溅射系数随入射能量和角度的变化函数 (a) H^+ ; (b) C^{3+} ; (c) Be^{2+}

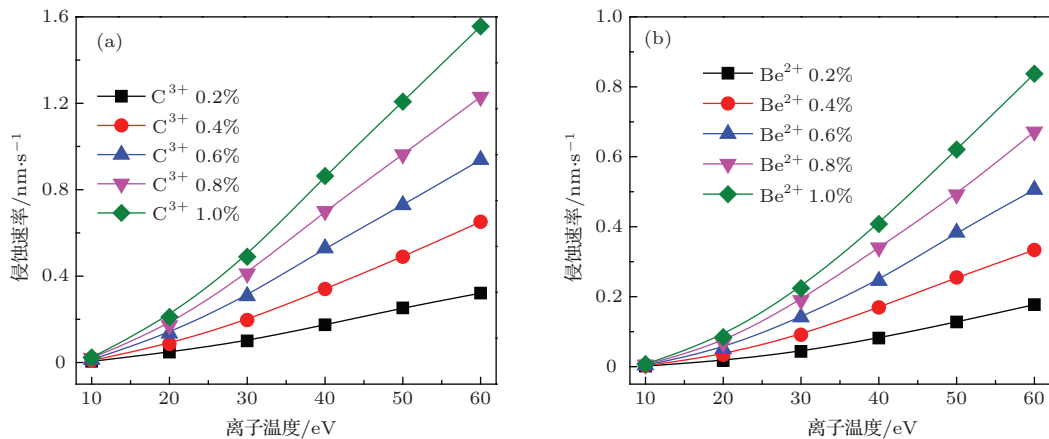


图 9 平均侵蚀速率随杂质粒子含量和离子温度的变化 (a) 杂质粒子 C^{3+} ; (b) 杂质粒子 Be^{2+}

图9为钨靶侵蚀速率随杂质粒子含量和离子温度的变化曲线. 在杂质粒子含量不变的情况下, 随着离子温度的升高, 钨靶的侵蚀速率也随之增大. 由图7可知, 带电粒子的角度分布基本不随温度变化而变化; 而在入射角度相同的情况下, 溅射系数随着入射粒子能量的增加而增大(图8), 而侵蚀速率与物理溅射系数成正比关系((6)式), 因此随着离子温度的升高, 入射粒子的平均能量随之增加, 侵蚀速率也随之增大. 在离子温度相同的情况下, 杂质离子含量越高, 侵蚀速率越大. H^+ 的能量对钨靶造成物理溅射的阈值能量为500 eV, 由图6的入射粒子能量分布可知, 能量高于500 eV的 H^+ 百分比可以忽略不计, 因此 H^+ 基本不会对钨靶造成物理溅射. 由图6(b)和(d)可知, 杂质离子中能量高于其溅射阈值能量的离子占很大比例, 钨靶的侵蚀主要是由杂质离子造成的, 由图6和(1)式可知, 入射到器壁的离子能量正比于离子所带电荷, 因此入射的 C^{3+} 的平均能量大于 Be^{2+} , 导致 C^{3+} 对于钨器壁的侵蚀大于 Be^{2+} .

图10是杂质离子含量为0.4%时氢离子和杂

质离子对钨靶侵蚀速率随离子温度的变化. 可以看出, 在离子温度较低时, H^+ 对钨靶的侵蚀速率为零, 随着温度升高其侵蚀速率开始增大, 但 H^+ 对钨靶的侵蚀速率比杂质离子对钨靶的侵蚀速率要小两个数量级, 当离子温度为60 eV时, 氢离子对钨壁的侵蚀率为0.009 nm/s, 而 Be^{2+} 和 C^{3+} 杂质离子对钨壁的侵蚀率分别为0.3和0.7nm/s, 因此我们可以得出当偏滤器等离子体中只有氢离子时, 对于钨壁的侵蚀基本可以忽略不计, 这也验证了钨靶的侵蚀主要是由杂质离子造成的, 这种情况在发生ELMs时会更加严重[21]. 托卡马克实验当中为了增加装置的寿命, 且减少芯部钨杂质的含量, 需要尽可能地减小器壁侵蚀溅射发生, 有两个方法可以选择: 1) 减少杂质粒子的含量; 2) 降低偏滤器等离子体温度. 偏滤器区域的杂质含量很难进行控制, 尤其是在辐射偏滤器运行模式下, 因此降低偏滤器等离子体温度, 即脱靶运行是减小钨壁侵蚀的一个好的方法. 另外值得注意的是, 由于脱靶引入的杂质会影响燃料在钨壁内的扩散和被捕获, 因此可能对燃料的滞留产生影响[22].

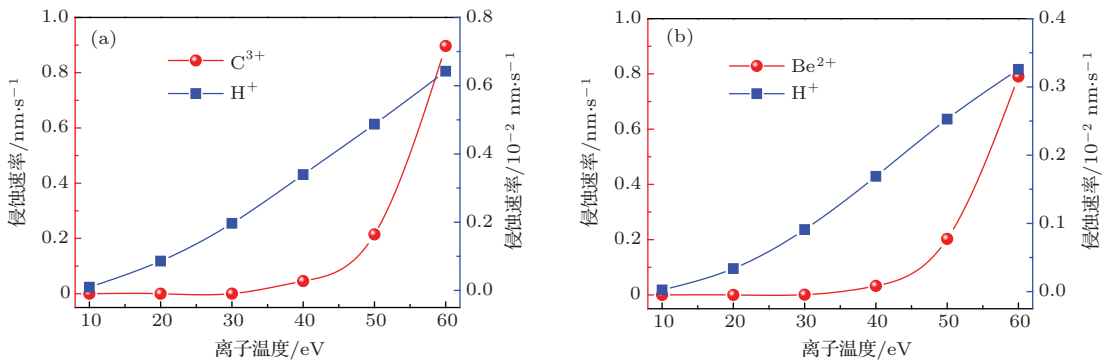


图10 杂质粒子含量为0.4%时钨靶侵蚀速率随离子温度变化 (a) 杂质粒子 C^{3+} ; (b) 杂质粒子 Be^{2+}

5 结 论

本文采用一维坐标空间三维速度空间的边界等离子体粒子模拟程序EPPIC1D来模拟偏滤器等离子体中杂质对钨壁材料的侵蚀. 由于不同装置的杂质粒子不同, 本文主要考虑 Be^{2+} 和 C^{3+} 两种杂质离子. 模拟显示, 偏滤器鞘层分为德拜鞘层和磁预鞘, 这同理论是一致的, 且杂质粒子由于含量很低, 所以对鞘层几乎不产生影响. 模拟统计了杂质离子的入射离子流密度, 发现其随着等离子体温度升高和杂质含量的增大而增加. 对于入射离子能量分布, 研究发现随着等离子体温度的升高, 峰值能

量逐渐增大, 这主要是由于鞘层电势增大的缘故. 当磁场强度相对较小时, 入射角度同磁场方向相差较大, 随着磁场的增强, 入射角度逐渐趋近磁场方向, 即入射角度随着离子回旋半径的减小逐渐趋近于磁场方向. 由热传导模型我们得出, 在本研究所选取的等离子体参数情况下, 壁材料表面温度最高能达到534 K, 远低于钨的熔点, 因此热侵蚀可以忽略. 最后, 本文使用基于经验公式的PSI模块研究了杂质离子对钨壁的侵蚀, 研究发现氢对于钨壁的侵蚀作用非常小, 而杂质离子对钨器壁的侵蚀起主要作用, 在杂质粒子含量不变的情况下, 随着等离子体温度的升高, 钨靶的侵蚀速率也随之增大;

而在温度相同时,随着杂质粒子含量的增大,侵蚀速率也随之增加.本研究表明,为了增加器壁的寿命以及降低芯部等离子体钨杂质的含量,降低偏滤器区域的等离子体温度是最有效的方法,因此偏滤器脱靶运行是非常必要的.

参考文献

- [1] Pitcher C S, Stangeby P C 1997 *Plasma Phys. Control. Fusion* **39** 779
- [2] 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
- [3] Pitts R A, Carpentier S, Escourbiac F, Hirai T, Komarov V, Lisgo S, Kukushkin A S, Loarte A, Merola M, Naik A S, Mitteau R, Sugihara M, Bazylev B, Stangeby P C 2013 *J. Nucl. Mater.* **438** S48
- [4] 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]
- [5] Bolt H, Barabash V, Federici G, Linke J, Loarte A, Roth J, Sato K 2002 *J. Nucl. Mater.* **307–311** 43
- [6] Philipps V 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S2
- [7] Federici G, Loarte A, Strohmayer G 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** 1523
- [8] Du H L, Sang C F, Wang L, Sun J Z, Liu S C, Wang H Q, Zhang L, Guo H Y, Wang D Z 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 245206 (in Chinese) [杜海龙, 桑超峰, 王亮, 孙继忠, 刘少承, 汪惠乾, 张凌, 郭后扬, 王德真 2013 物理学报 **62** 245206]
- [9] Chen Y P, Wang F Q, Zha X J, Hu L Q, Guo H Y, Wu Z W, Zhang X D, Wan B N, Li J G 2013 *Phys. Plasmas* **20** 22311
- [10] Schneider R, Runov A 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** S87
- [11] Birdsall C K, Langdon A B 2005 *Plasma Physics Via Computer Simulation* (Taylor and Francis: CRC Press) pp23–48
- [12] Sheehan J P, Hershkowitz N, Kaganovich I D, Wang H, Raites Y, Barnat E V, Weatherford B R, Sydorenko D 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** S909
- [13] Kawamura G, Tomita Y, Kirschner A 2013 *J. Nucl. Mater.* **438** S909
- [14] Tskhakaya D 2012 *Contrib. Plasma Phys.* **52** 490
- [15] Sang C F, Sun J Z, Wang D Z 2010 *Plasma Phys. Control. Fusion* **52** 042001
- [16] Sang C F, Sun J Z, Wang D Z 2010 *Fusion Eng. Des.* **85** 1941
- [17] Verboncoeur J P 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** A231
- [18] Stangeby P C 2000 *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices* (Bristol and Philadelphia: Institute of Physics Publishing) pp92–105
- [19] Warriar M, Schneider R, Bonnin X 2004 *Comput. Phys. Commun.* **160** 46
- [20] Sang C F, Bonnin X, Warriar M, Rai A, Schneider R, Sun J Z, Wang D Z 2012 *Nucl. Fusion* **52** 043003
- [21] Gao J M, Liu Y, Li W, Cui Z Y, Zhou Y, Huang Y, Ji X Q 2010 *Chin. Phys. B* **19** 115201
- [22] Liu Y L, Lu W, Gao A Y, Gui L J, Zhang Y 2012 *Chin. Phys. B* **21** 126103

Simulation of erosion of the tungsten wall by impurities in the divertor plasma*

Sun Zhen-Yue Sang Chao-Feng Hu Wan-Peng Wang De-Zhen[†]

(Key Laboratory of Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams (Ministry of Education), School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116023, China)

(Received 10 February 2014; revised manuscript received 18 March 2014)

Abstract

Divertor is a component that directly contacts the plasma in tokamak. To ensure the lifetime of the device, it is necessary to reduce the erosion of the divertor wall by plasma. In this work, a particle-in-cell model is used to study the influences of plasma temperature and impurity concentration on the erosion of tungsten divertor wall by carbon and beryllium ions. The steady-state sheath, particle and energy fluxes to the wall, and the energies and angle of the incident ions can be obtained. Then, these data can be used as the input parameters for the plasma-surface interaction model, to evaluate the erosion rate of the plate based on the empirical formulas for physical sputtering. It is found that the erosion by heating plays a negligible role under the plasma condition of this work. Due to the low physical sputtering threshold energy of tungsten by impurities and the impurity ions accelerated by sheath, the physical sputtering of the tungsten by the impurities plays a dominant role in the total erosion. In addition, the erosion rate increases with the increase of plasma temperature and impurity concentration.

Keywords: divertor, plasma surface interaction, particle-in-cell

PACS: 52.55.Rk, 52.40.Hf, 52.65.Rr

DOI: [10.7498/aps.63.145204](https://doi.org/10.7498/aps.63.145204)

* Project supported by National Magnetic Confinement Fusion Science Program, China (Grant No. 2013GB109001) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11275042, 11305026).

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