

# 托卡马克边界等离子体中钨杂质运输的多流体及动力学模拟\*

王福琼<sup>†</sup> 徐颖峰 查学军 钟方川

(东华大学理学院应用物理系, 上海 201620)

(2023年6月15日收到; 2023年7月25日收到修改稿)

重杂质(如钨)聚芯是未来托卡马克反应堆中等离子体高性能运行所面临的严峻挑战. 开展多流体及动力学模拟以研究氦杂质注入条件下, 东方超环 EAST 托卡马克中等离子体高约束时的钨杂质边界运输特性. 结果表明, 低电离态钨离子主要聚集在碰撞率较高的偏滤器区域, 流体近似可很好地满足; 高电离态钨离子密度相对较低且主要位于碰撞率相对较低的芯部, 多流体与动力学模拟结果差异显著; 但二者计算的钨杂质总密度差异较小 ( $< 30\%$ ). 多流体模拟中, 除将钨离子考虑为 74 种流体外, 还将电离能接近的钨离子进行价态捆绑. 比较发现, 价态捆绑可显著降低计算成本, 但在高再循环(或部分脱靶)运行机制下可显著高估(低估)偏滤器区域等离子体温度(密度), 从而大幅低估钨电离源及钨密度, 其根源在于价态捆绑对钨离子平均电离态和偏滤器区域辐射功率损失的显著影响. 模拟结果还表明, 氦杂质注入促进偏滤器脱靶可有效缓解钨杂质聚芯.

**关键词:** 托卡马克, 钨杂质, 多流体模型, 动力学模拟

**PACS:** 52.55.Rk, 52.40.Hf, 52.55.Fa, 52.55.-s

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230991

## 1 引言

研究相关物理机制, 以减少杂质在等离子体约束区(芯部)的含量, 是改善并维持托卡马克等离子体性能的关键. 托卡马克等离子体中杂质经历的物理过程主要有: 1) 杂质从偏滤器靶板等面向等离子体部件表面经物理/化学溅射等过程而产生<sup>[1]</sup>; 2) 杂质的边界运输<sup>[2,3]</sup>, 包括迅速再沉积(prompt redeposition)<sup>[4]</sup>, 从偏滤器区域向上游的平行运输, 自外围向芯部的径向扩散等; 3) 杂质的芯部运输<sup>[5,6]</sup>. 国际热核聚变试验堆(ITER)<sup>[7,8]</sup>等未来聚变装置所面临的重大杂质威胁是钨. 在 PLT<sup>[9]</sup>, ORMAK<sup>[10]</sup>, ASDEX-upgrade<sup>[11]</sup>, 东方超环 EAST<sup>[12]</sup>

等诸多托卡马克实验装置上开展的研究均已表明: 具有高核电荷数( $Z$ )的重杂质钨极易在芯部聚集, 并可能引发等离子体约束性能退化、辐射崩塌、放电破裂等一些严重问题. 为获得高聚变能量增益, ITER 等未来聚变反应堆还需运行在高约束模式下<sup>[13,14]</sup>. 在高约束模式放电中, 杂质在等离子体台基区的运输<sup>[15]</sup>由新经典机制主导, 并随核电荷数 $Z$ 的增加而显著增强, 这就进一步增加了钨杂质向芯部聚集的风险<sup>[6]</sup>. 因此, 研究高约束模式等离子体中的钨杂质边界行为, 阐明钨杂质边界屏蔽机制, 减弱钨杂质自偏滤器区域向上游运输, 从源头上控制钨杂质聚芯, 是实现聚变等离子体高性能长脉冲/稳态运行的关键.

受实验诊断<sup>[16]</sup>信息量限制, 数值模拟成为

\* 国际热核聚变实验堆(ITER)计划专项课题(批准号: 2018YFE0309103, 2017YFE0301100, 2017YFE0301104)和国家自然科学基金(批准号: 12075052, 12175034)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: wangfq@dhu.edu.cn

托卡马克等离子体中杂质运输机制研究的必要手段<sup>[2,3,17–21]</sup>. 同时, 数值模拟也是预测未来聚变反应堆中杂质运输特性, 进而帮助评估和优化偏滤器性能<sup>[22–24]</sup>的主要手段. 杂质边界运输特性的数值模拟程序主要有多流体程序 (如 SOLPS-ITER<sup>[25,26]</sup>, EDGE2D<sup>[27,28]</sup> 等) 和动力学程序 (如 DIVIMP<sup>[2,29]</sup>, IMPGYRO<sup>[3,30]</sup> 等) 两大类, 二者各具优缺点. 在多流体模型中, 将不同元素或同一元素不同价态的杂质离子看作不同的流体 (如在钨杂质运输的多流体模拟中将钨离子看作 74 种流体), 通过求解粒子数守恒, 能量守恒以及动量守恒等方程来获得密度、温度以及流速等关键信息, 并可自洽地考虑杂质与等离子体之前的相互作用 (如杂质辐射等), 以及漂移 (电流) 等物理效应. 然而, 当杂质离子碰撞平均自由程  $\lambda$  大于其密度梯度标长  $\lambda_g$  时 (这在等离子体上游如芯部较易发生<sup>[31]</sup>), 杂质运输的流体近似不能得到很好地满足, 且多流体模型计算成本往往较高. 通常, 边界杂质运输的动力学模拟基于多流体模型提供的背景等离子体条件进行, 并采用试探粒子近似, 追踪杂质离子的运动过程及价态演化 (考虑电离、复合、电荷交换等分子/原子过程), 但不能很好地考虑杂质辐射对等离子体的影响. 由于杂质运输的动力学模拟计算耗时短, 无数值不稳定性的困扰, 其在高  $Z$  杂质 (如 W) 运输模拟方面具有显著优势. 因此, 本文将结合使用多流体运输模型 SOLPS-ITER 和动力学蒙特卡罗程序 DIVIMP, 通过比较多流体和动力学模拟以及比较全流体和价态捆绑来选择最佳模拟方案, 针对东方超环 EAST 托卡马克<sup>[32]</sup> 中的高约束模式放电, 开展有关钨杂质在边界等离子体中运输特性的模拟研究, 以探索缓解钨杂质聚芯的有效措施. 由于杂质 (如氦, 氩等) 注入以增强偏滤器区域辐射损失是 EAST 全钨偏滤器位形下高功率长脉冲运行时所主要采用的靶板热流缓解措施<sup>[23]</sup>, 本工作将在氦杂质注入条件下进行.

文中第 2 节将介绍模拟中采用的物理及数值模型, 第 3 节则将介绍主要模拟结果及相关讨论, 包括分析价态捆绑对多流体模拟结果的影响, 以探讨其在钨杂质运输多流体模拟中的必要性及合理性 (3.1 节); 对比多流体模拟与动力学模拟结果之间差异, 以证实钨杂质运输多流体近似的可靠性 (3.2 节); 以及多流体模拟并探索可用于控制钨杂质聚芯的有效措施 (3.3 节). 最后, 本工作的主要

结论将在第 4 节中给出.

## 2 物理及数值模型

如前所述, 本文通过结合国际上广泛使用的 SOLPS-ITER<sup>[25,26,33–38]</sup> 和 DIVIMP<sup>[2,19,24,39,40]</sup> 程序, 开展有关 EAST 高约束模式等离子体中钨杂质边界运输特性的多流体和动力学模拟, 相关物理模型及参数设置介绍如下.

### 2.1 多流体模型: SOLPS-ITER

SOLPS-ITER<sup>[25,26]</sup> 是由 ITER 组织 (IO) 开发的托卡马克边界模拟程序, 广泛应用于 EAST<sup>[33]</sup>, ASDEX-Upgrade<sup>[34]</sup>, JET<sup>[35]</sup>, TCV<sup>[36]</sup> 等托卡马克边界等离子体运输特性分析, 以及 ITER<sup>[37]</sup> 和中国聚变工程试验堆 (CFETR)<sup>[38]</sup> 等托卡马克反应堆中偏滤器性能预测及优化. 该程序可在实际托卡马克几何位形 (环向对称) 下, 模拟等离子体与壁相互作用、分子/原子过程、等离子体及杂质运输、杂质辐射等一系列复杂物理过程, 并可自洽地考虑漂移和电流<sup>[33,37,38]</sup> 等效应, 是研究杂质注入促进的辐射偏滤器及脱靶等离子体性能的重要模拟工具. SOLPS-ITER 耦合了二维多流体模型 B2.5<sup>[41]</sup> 和三维动力学中性粒子程序 EIRENE<sup>[42]</sup>. 前者用于模拟 (等离子体及杂质) 离子及电子运输特性, 后者用以提供分子/原子过程相关的粒子数、动量以及能量损失/来源. B2.5 所求解的二维多流体粒子数、动量、电荷、能量方程已在文献<sup>[41, 43]</sup> 中予以详细介绍.

本文模拟主要针对 EAST 中典型的高约束模式 (H-mode) 等离子体进行, 模拟对象是具有上单零 (USN) 位形的第 80443 炮实验放电. 放电主要参数: 环向磁场  $B_T = 2.5$  T, 等离子体电流  $I_p = 400$  kA, 等离子体加热功率 2.6 MW, 分界线 (separatrix) 处密度  $n_{e,sep} = 1.48 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , 外靶板打击点附近 Ne 和 D<sub>2</sub> 混合充气 (D<sub>2</sub> 注气率固定在  $3.8 \times 10^{20} \text{ s}^{-1}$ ). 基于第 80443 炮实验放电在  $t = 6.5$  s 时刻的磁场位形 (图 1(a)), 采用 SOLPS-ITER 程序中耦合的 DG-Carre 程序生成了计算所需网格 (96 个极向  $\times$  36 个径向网格, 见图 1(b)). 如图 1, SOLPS-ITER 计算区域主要包括内偏滤器区域 (inner Div.), 外偏滤器区域 (outer Div.), 主刮削层 (main SOL) 及芯部 (core) 外围. 计算中, 需给定计算区

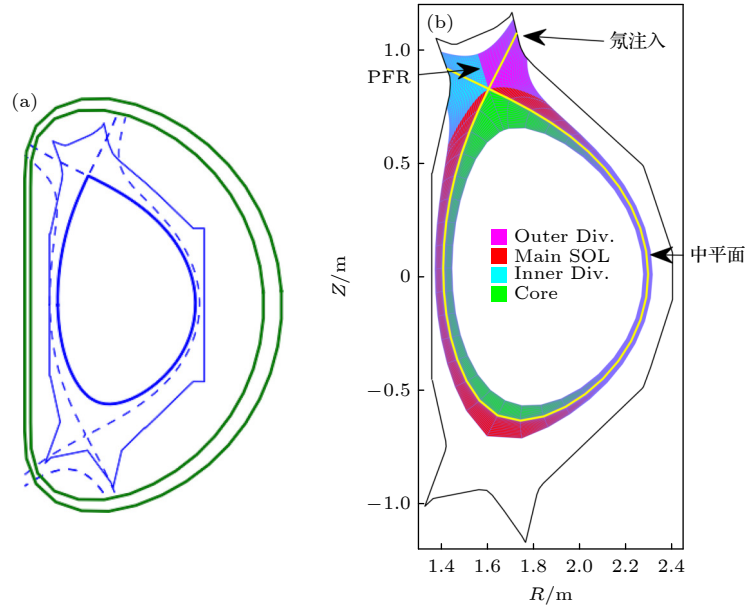


图 1 (a) 80443 炮放电在 6.5 s 时刻的磁场位形; (b) SOLPS-ITER 及 DIVIMP 计算网格

 Fig. 1. (a) Magnetic configuration for shot #80443 at  $t = 6.5$  s; (b) grid meshes for SOLPS-ITER and DIVIMP calculations.

域边界处的等离子体条件. 主要设置如下: 1) 芯部流入计算区域的功率, 假定为 2.1 MW (即总加热功率的 80%, 其余 20% 在芯部辐射损失掉). 2) 基于实际放电条件, 通过中平面充  $D_2$  气体, 将分界线 (图 1(b) 中黄色线) 处的密度  $n_{e,sep}$  反馈控制在固定值  $n_{e,sep} = 1.48 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . 3) 为考虑偏滤器靶板附近所形成的厚约几个德拜长度 ( $10^{-5} - 10^{-4} \text{ cm}$ ) 的鞘层所带来的物理效应, 靶板处采用标准鞘层边界条件<sup>[36]</sup> 为  $nb_x V_{||} = nb_x C_s$ , 其中,  $n$  为等离子体密度,  $b_x = B_p/B$  ( $B_p$  和  $B$  分别为极向磁场和总磁场),  $V_{||}$  为平行流速,  $C_s$  为声速. 4) 尽管, EIRENE 中性粒子计算区域包含 B2.5 计算区域以及从该区域拓展到第一壁的其他空间, B2.5 计算网格与第一壁之间存在着一定的间隙, 当带电粒子运动到达 PFR (Private Flux Region, 见图 1(b)) 及 SOL 外边界时将产生损失, 故在这些位置采用损失边界条件  $\Gamma_{loss} = \alpha C_s n_i$ ,  $\alpha$  为损失因子 (设定为 0.001),  $n_i$  为第  $i$  种带电粒子的密度, 损失的离子转化为中性粒子, 继续在中性粒子程序 EIRENE 中追踪, 计算网格内损失的带电粒子可由网格外边界处的中性粒子流予以补充, 具体弥补过程由再循环系数确定, PFR 和 SOL 外边界处再循环系数设为 1.0.

基于实验放电条件<sup>[44]</sup>, 将氦杂质注气率分别假定为  $2.0 \times 10^{19}$  和  $5.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ , 模拟了低和高氦注气率条件下的钨杂质产生和输运特性. 假定钨杂质由靶板处主等离子体离子 ( $D^+$ ), Ne 和 W 离子入

射轰击经物理溅射产生, 溅射通量基于标准 Roth-Bohdansky 模型<sup>[45]</sup> 计算得到. 模拟中, 采用了两种钨离子流体模拟方案: 1) 核电荷数为 74 的钨离子看作 74 种流体; 即模拟中考虑的流体种类包括电子  $e^-$ ,  $D^+$ ,  $Ne^{1+}$ ,  $Ne^{2+}$ , ...,  $Ne^{10+}$ ,  $W^{1+}$ ,  $W^{2+}$ ,  $W^{3+}$ , ...,  $W^{74+}$ ; 2) 将电离能接近的钨离子进行价态捆绑, 具体捆绑方案<sup>[46]</sup> 为, 将钨离子考虑为  $W^{1+}$ ,  $W^{2+} - W^{4+}$ ,  $W^{5+}$ , ...,  $W^{9+}$ ,  $W^{10+} - W^{12+}$ ,  $W^{13+} - W^{16+}$ ,  $W^{17+}$ , ...,  $W^{20+}$ ,  $W^{21+} - W^{22+}$ ,  $W^{23+} - W^{25+}$ , ...,  $W^{41+} - W^{45+}$ ,  $W^{46+} - W^{55+}$ ,  $W^{56+} - W^{74+}$  共 23 种流体. 方案 2 中流体种类的减少使待求方程数减少了 102 ( $2 \times (74 - 23)$ ) 个, 这将大幅节约计算时间和内存. 先前在针对 EAST 开展的钨杂质边界输运特性模拟研究<sup>[46]</sup> 表明, 在偏滤器低再循环<sup>[47]</sup> (即偏滤器区域高温度和低密度) 运行机制下, 方案 1 和方案 2 计算所得等离子体条件差别较小, 进而倾向于给出相似的钨杂质产生和输运特性. 本文中模拟条件为氦杂质注入促进的辐射偏滤器运行, 即主要分析高再循环 (或部分脱靶)<sup>[47]</sup> 模式, 方案 1 和方案 2 对模拟结果的影响将在 3.1 节详细讨论. 如前所述, 中性粒子 ( $D^0$ ,  $Ne^0$ ,  $W^0$ ) 输运及相关分子/原子过程由动力学程序 EIRENE 计算, 分子/原子过程相关信息由 ADAS 数据库<sup>[48]</sup> 提供. 此外, 因分子离子  $D_2^+$  寿命极短, 极易复合为  $D_2$  分子, 其输运也在 EIRENE 中考虑.

高约束模式等离子体相关模拟中, 输运系数

(包括粒子输运系数  $D_{\perp}$ 、电子热输运系数  $\chi_e$ 、离子热输运系数  $\chi_i$ ) 的设定非常关键. 托卡马克边界等离子体输运系数的确定缺乏第一性原理指导, 只能基于实验测量的等离子体参数 (温度/密度) 径向分布设定<sup>[14,44]</sup>. 模拟中, 输运系数的设定如图 2 所示, 并在先前研究中基于实验测量的中平面处温度/密度径向分布推断得到<sup>[44]</sup>. 由于目前在 DIVIMP 模拟中钨杂质离子输运系数只能设为空间常量, 为方便 SOLPS-ITER 和 DIVIMP 结果之间的比较, 在 SOLPS-ITER 模拟中钨离子输运系数也设定为空间常量 ( $D_{\perp} = 1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ ), 其他离子 ( $D^+$ ,  $\text{Ne}^{1+}$ , ...,  $\text{Ne}^{10+}$ ) 输运系数设定如图 2. 此外, 未考虑漂移的影响.

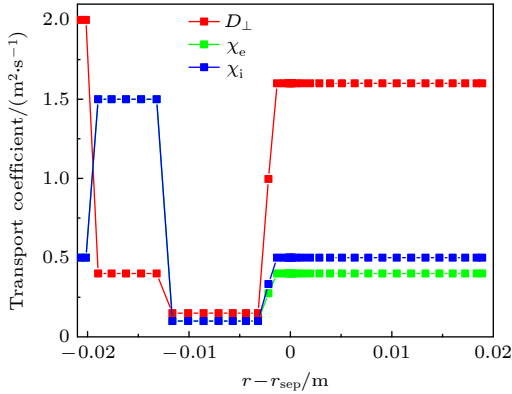


图 2 模拟中设定的径向输运系数 ( $r - r_{\text{sep}} < 0$  代表芯部,  $r - r_{\text{sep}} > 0$  代表刮削层)

Fig. 2. Radial transport coefficients specified in the simulations ( $r - r_{\text{sep}} < 0$  for core,  $r - r_{\text{sep}} > 0$  for SOL).

## 2.2 动力学模型: DIVIMP

DIVIMP 中, 在 SOLPS-ITER (或 SOLPS5.0<sup>[2]</sup>) 等程序所提供的背景等离子体条件 (温度、密度、流速等) 下, 根据钨杂质溅射通量<sup>[2]</sup> 或钨首次电离生成  $\text{W}^{1+}$  的电离源分布<sup>[39]</sup> 发射中性钨粒子 ( $\text{W}^0$ ) 或钨离子, 随后追踪单个钨粒子的运动轨迹, 直至其沉积到第一壁表面, 其间考虑电离、复合、电荷交换等分子/原子过程, 相关数据由 ADAS 数据库<sup>[48]</sup> 提供, 该程序基于蒙特卡罗方法, 多次重复追踪粒子运动轨道, 随后统计计算得杂质速度分布、不同电荷态杂质密度及杂质总密度分布等重要物理信息. 相较于 SOLPS-ITER, DIVIMP 模拟计算时间更短, 模拟更易实现, 且不涉及流体模拟中常遇到的数值不稳定性, 在模拟具有高核电荷数的钨杂质输运特性方面具有显著优势, 但 DIVIMP 对杂质

粒子输运过程的追踪计算基于试探粒子近似, 不能将杂质辐射信息反馈给 SOLPS-ITER 等流体模型以迭代并自洽地计算出杂质辐射对等离子体条件的影响. 本工作中, 主要通过比较 DIVIMP 和 SOLPS-ITER 在相同等离子体条件下计算所得到的钨杂质密度分布, 以评估钨杂质输运流体近似的合理性.

本文 DIVIMP 和 SOLPS-ITER 计算均基于图 1(b) 所示的网格进行, 为排除杂质源对模拟所得钨密度的影响, 从而方便比较 DIVIMP 和 SOLPS-ITER 模拟所得钨杂质行为之间的差异, DIVIMP 模拟中钨杂质以中性粒子形式发射, 发射概率分布基于 SOLPS-ITER 计算的溅射通量, 发射速度分布基于 SOLPS-ITER 提供的偏滤器靶板附近等离子体温度计算得到. 发射后的中性钨粒子沿直线运动, 若中性钨杂质粒子发生电离, 将考虑其平行磁力线和垂直磁力线输运. 假定其在垂直磁力线方向上的输运为反常扩散, 扩散系数为空间常量并设为  $1.0 \text{ m}^2/\text{s}$ . 平行磁力线方向, 质量为  $m_Z$ , 价态为  $Z$  的单个钨离子受力如下<sup>[2,29]</sup>:

$$F_Z = m_Z \frac{dv_Z}{dt} = -\frac{1}{n_Z} \frac{dp_Z}{ds} + ZeE + m_Z \frac{v_i - v_Z}{\tau_s} + \alpha_e \frac{d(kT_e)}{ds} + \beta_i \frac{d(kT_i)}{ds}, \quad (1)$$

其中  $t$  为时间,  $e$  为电子的电荷量,  $E$  为电场强度,  $v_i$  和  $v_Z$  分别为背景等离子体离子速度和杂质离子速度,  $p_Z$  为杂质压强,  $k$  为玻尔兹曼常量,  $T_e$  和  $T_i$  分别为电子温度和离子温度,  $\alpha_e$  和  $\beta_i$  分别为电子热力学系数和离子热力学系数,  $s$  为从一个靶板到另一靶板之间的沿磁力线距离. 方程 (1) 右侧各项所描述的力分别为杂质压强梯度力、电场力、杂质与背景等离子体之间的摩擦力、电子温度梯度力和离子温度梯度力,  $\tau_s$  的表达式<sup>[2]</sup> 为

$$\tau_s = \frac{1.47 \times 10^{13} m_Z T_i (T_i / m_i)^{1/2}}{(1 + m_i / m_Z) n_i Z^2 \ln \Lambda}. \quad (2)$$

方程 (2) 中库仑对数  $\ln \Lambda = 15$ . 方程 (1) 中  $\alpha_e$  和  $\beta_i$  表达式分别为

$$\alpha_e = 0.71 Z^2, \quad (3)$$

$$\beta_i = -3 \frac{[1 - \mu - 5\sqrt{2} Z^2 (1.1\mu^{5/2} - 0.35\mu^{3/2})]}{2.6 - 2\mu + 5.4\mu^2}, \quad (4)$$

$$\mu = m_Z / (m_Z + m_i). \quad (5)$$

此外, 模拟中还对电子温度梯度力和离子温度梯度力进行了动力学修正, 修正系数为

$$f_{\nabla T} = [1 + \alpha_F(\lambda/L_{\text{grad}})^2]^{-1} \quad (\alpha_F = 1.0), \quad (6)$$

$$\lambda = \lambda_{ii} + \lambda_{ie}, \quad (7)$$

$$\lambda_{ii,e} = 10^{16} T_{i,e}^2 / n_e. \quad (8)$$

其中,  $\lambda_{ii}$  和  $\lambda_{ie}$  分别为离子-离子和离子-电子碰撞平均自由程,  $L_{\text{grad}}$  取电子温度、离子温度、密度、平行压强等物理量梯度标长的最小值. 此外, 对温度梯度力做进一步修正, 以确保在距离偏滤器靶板 0 到  $\lambda$  的空间范围内的温度梯度力为 0. 值得注意的是, DIVIMP 是基于低  $Z$  杂质发展起来的导向中心程序, 不直接追踪钨杂质离子的实际拉莫尔运动. 为方便 DIVIMP 和 SOLPS-ITER 计算结果之间的比较, 两程序计算中均没有考虑钨离子第一轨道损失 (即 prompt-redeposition) 和漂移.

### 3 模拟结果与讨论

#### 3.1 多流体模拟中价态捆绑对钨杂质行为的影响

计算成本高/耗时长是用多流体模型模拟钨杂质行为所面临的严峻挑战, 模拟中倾向于将钨离子按价态进行捆绑<sup>[46]</sup>, 以减少求解的方程数目. 如 2.1 节所述, 本文将在氦杂质注入促进的辐射偏滤器运行条件下, 即在偏滤器高再循环 (或部分脱靶)<sup>[47]</sup> 运行模式下, 对比研究价态捆绑对钨杂质产生和输运特性的影响, 以探讨多流体模拟中价态捆绑的必要性及合理性.

基于 2.1 节介绍的模型及参数设置, 采用钨离子流体模拟方案 1 (即将钨看作 74 种流体 (full charge states) 和方案 2 (价态捆绑, bundled), 开展有关氦杂质注入条件下 (注气率  $\Gamma_{\text{Ne,puff}} = 2.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ ) 钨杂质产生和输运特性的 SOLPS-ITER 模拟. 图 3 为不同方案计算所得的外中平面处 (具体位置见图 1(b)) 等离子体密度 (图 3(a)) 和温度 (图 3(b)) 的径向分布. 由图 3 可知, 价态捆绑几乎不影响上游等离子体密度, 但小幅度高估上游等离子体温度, 这与文献<sup>[46]</sup> 中的相应结果一致. 从图 4 所给出的靶板附近等离子体参数分布来看, 在偏滤器区域, 价态捆绑将显著高估/低估等离子体温度/密度, 具体来看, 方案 1 计算所得内/外靶板处等离子体密度最大值为  $1.42 \times 10^{20} / 1.04 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , 而方案 2 计算所得内/外靶板处等离子体密度最大值则降为  $9.35 \times 10^{19} / 3.57 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ; 方案 1 计算所得内/外靶板处等离子体温度最大值为 5.8/13.1 eV, 而方案 2 计算所得内/外靶板处等离子体温度最大值则高达 18.5/44.1 eV. 从而, 方案 2 显著低估了偏滤器区域碰撞率和中性钨粒子碰撞电离产生 +1 价钨离子的电离源强度 (表 1). 从表 1 所给数据来看, 在外偏滤器区域, 方案 1 计算得到的  $W^{1+}$  电离源约为方案 2 计算所得相应值的 4.2 倍; 而在内偏滤器区域, 方案 1 计算的  $W^{1+}$  电离源比方案 2 计算的  $W^{1+}$  电离源约高 1 个数量级. 另从表 2 中不同元素 (D, Ne, W) 离子的靶板通量来看, W 离子价态捆绑对 D 和 Ne 离子的靶板通量影响相对较小, 但由于价态捆绑对  $W^{1+}$  离子电离源的影响很大 (表 1), 钨离子靶板通量也受到很大影响 (表 2).

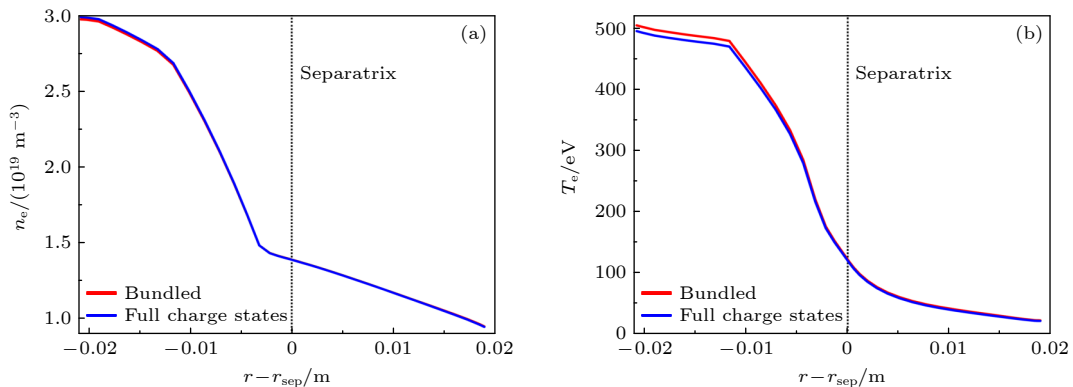


图 3 SOLPS-ITER 采用不同钨离子流体方案 (蓝色代表方案 1, 即 74 种流体; 红色代表方案 2, 一价态捆绑减为 23 种流体) 计算所得外中平面处等离子体密度 (a) 和温度 (b) 的径向分布

Fig. 3. Radial profiles of plasma density (a) and temperature (b) at the outer mid-plane calculated by SOLPS-ITER using the full-charge-states (blue, 74 fluids) and bundled-charge-states (red, 23 fluids) fluid models.

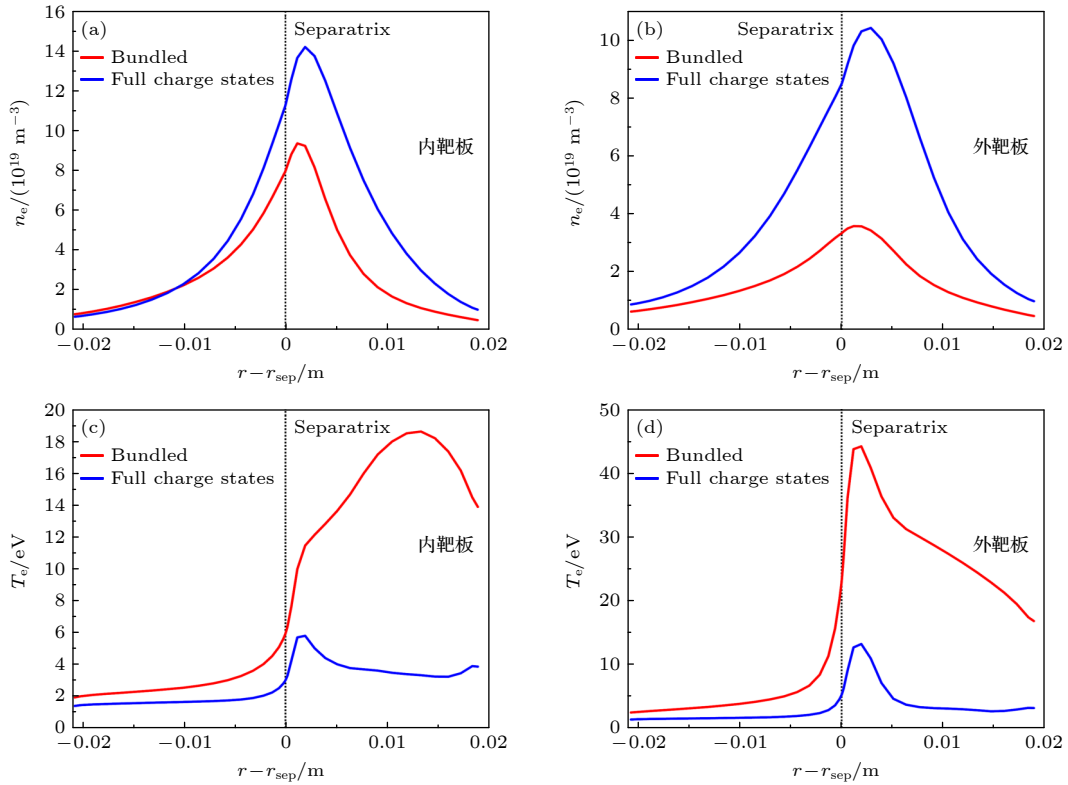


图 4 SOLPS-ITER 采用不同钨离子流体方案计算所得偏滤器靶板等离子体密度 (a), (b) 和温度 (c), (d) 分布

Fig. 4. Radial profiles of plasma density (a), (b) and temperature (c), (d) at the inner (a), (c) and outer (b), (d) target plates, calculated by SOLPS-ITER using the full-charge-states and bundled-charge-states fluid models.

表 1 SOLPS-ITER 采用不同流体方案计算所得+1 价钨离子 ( $W^{1+}$ ) 电离源在外偏滤器区域 (OD)、内偏滤器区域 (ID)、刮削层 (SOL) 及芯部 (core) 的强度 (单位:  $10^{19} s^{-1}$ )

Table 1. Strength of  $W^{1+}$  ionization source from neutrals in the outer divertor (OD), inner divertor (ID), scrape-off layer (SOL) and core calculated by SOLPS-ITER using different fluid models (in  $10^{19} s^{-1}$ ).

Fluid models	OD	ID	SOL	Core	Total
Bundled-charge-states	9.31	0.93	0.002	~ 0	10.2
Full-charge-states	38.7	10.2	0.04	~ 0	48.9

表 2 SOLPS-ITER 采用不同流体模型计算所得不同离子在内/外靶板 (IT/OT) 的通量及靶板总通量 (单位:  $s^{-1}$ )

Table 2. Total target fluxes of deuterium (D), neon (Ne) and tungsten (W) together with the D, Ne and W ion fluxes at the inner/outer divertor target (IT/OT) (in  $s^{-1}$ ), calculated by SOLPS-ITER.

Fluid model	Species	OT/ $10^{19}$	IT/ $10^{18}$	Total/ $10^{20}$
Bundled-charge-states	D	2280	26500	493
	Ne	7.46	43.2	1.18
	W	9.26	9.20	1.02
Full-charge-states	D	2360	24800	484
	Ne	6.13	44.7	1.06
	W	37.8	98.7	4.76

由于方案 2 中价态捆绑大幅度低估了钨杂质离子来源 (表 1 和表 2), 该方案计算所得钨杂质密度在整个计算区域内分布远小于方案 1 计算的相应值 (图 5). 比较图 5(a) 和图 5(b) 不难发现, 尽管两种方案计算得到的钨杂质密度定量差异较大, 但

二者所给出的钨杂质密度在各区域 (如内/外偏滤器, 刮削层, 芯部) 的相对分布趋势基本一致. 具体讲, 方案 1 和方案 2 的计算结果均表明, 大部分钨杂质离子倾向于停留在偏滤器区域 (尤其是靶板附近), 而进入刮削层和芯部等上游区域的钨杂质

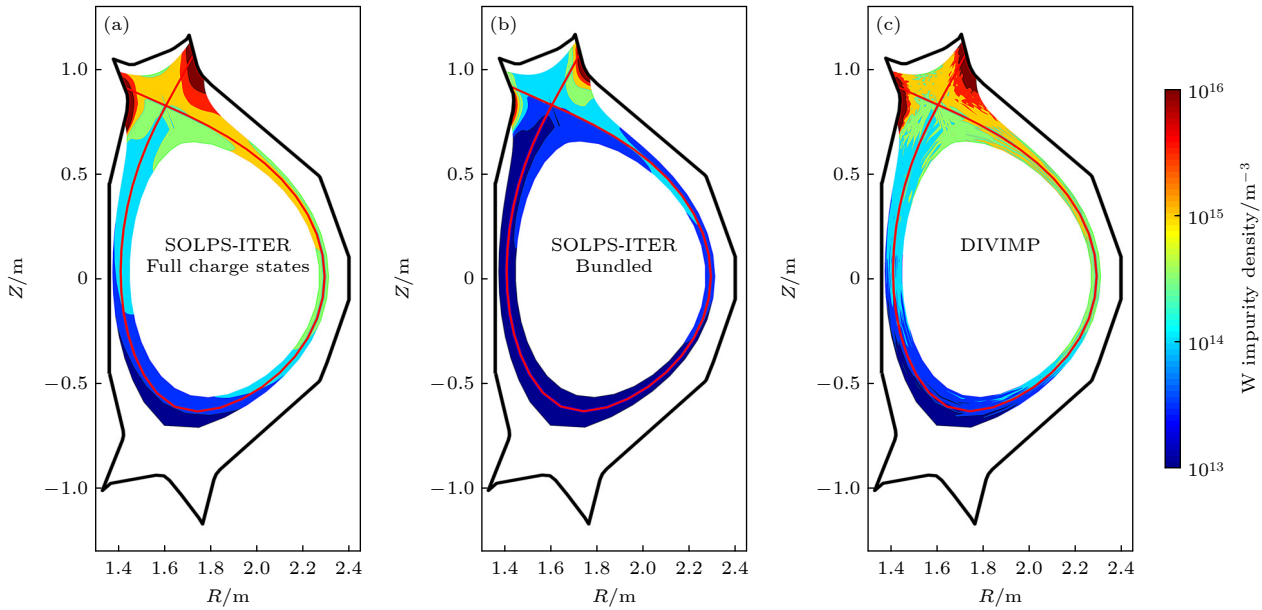


图 5 不同模型计算得到的钨杂质密度二维分布 (a) 流体模型 (SOLPS-ITER) 将钨离子看作 74 种流体; (b) 流体模型 (SOLPS-ITER) 将部分价态钨离子捆绑 (bundled); (c) 动力学模型 (DIVIMP)

Fig. 5. Two-dimensional distribution of tungsten impurity density calculated by different models: (a) SOLPS-ITER using full-charge-states fluid model; (b) SOLPS-ITER using bundled-charge-states model; (c) DIVIMP.

相对较小. 为定量比较计算得到的钨杂质密度在不同区域的含量, 图 6 给出了计算所得钨杂质密度在内/外偏滤器靶板, 外侧中平面处的径向分布, 及其在分界线附近磁面上的极向分布. 由图 6 可知, 上游钨杂质密度比靶板附近低约 3—4 个量级, 从而证明氦杂质注入对钨杂质从偏滤器区域向上游的输运及钨杂质聚芯具有很好的抑制作用, 这将在 3.3 节予以详细讨论.

分析结果表明, 引起方案 1 和方案 2 模拟所得等离子体条件 (图 3、图 4) 及钨杂质密度分布 (图 5、图 6) 差异的根本原因在于, 价态捆绑将高估钨杂质离子的平均电离态 (图 7). 由文献 [49], 低价态离子有更多的轨道电子和更高的线辐射效率. 方案 2 对钨杂质电离态的高估必将导致其计算的钨杂质辐射效率及其辐射功率的降低 (表 3), 特别是在温度相对较低的偏滤器区域, 钨离子价态捆绑对辐射功率损失影响最为显著. 此外, 氦杂质注入和偏滤器高再循环 (或部分脱靶) 条件下, 钨杂质主要由氦离子入射轰击和钨自溅射产生 [46], 并且氦杂质对偏滤器区域等离子体的辐射冷却并未大幅降低钨溅射通量 (可由表 2 中钨离子靶板通量证实), 但氦的辐射冷却可增加背景等离子体对钨离子的“冲刷”, 有效地阻止钨杂质离子自偏滤器区域向上游的输运, 使大量钨杂质离子聚集在偏滤器区

域而上游的钨杂质密度较低. 从而偏滤器区域内钨杂质辐射功率很高甚至主导了该区域辐射功率损失, 而在 SOL 区及芯部等上游区域钨杂质辐射很低 (表 3). 价态捆绑对偏滤器区域内钨杂质辐射的大幅低估必将显著影响偏滤器区域的总辐射功率, 从而显著低估/高估靶板附近等离子体密度/温度, 并进一步低估钨杂质的溅射通量及钨杂质在等离子体中的含量, 这就很好地解释了图 3—图 6 中展示的结果.

模拟中, 价态捆绑对所求方程数的大幅降低 (2.1 节) 大幅节约了计算所需内存, 同时计算耗时约降为全流体模拟计算耗时的 1/3. 因价态捆绑对氦和氦杂质辐射功率损失影响较小 (表 3), 当钨杂质溅射通量较低且钨杂质辐射功率相对较小时 (如在仅通过升高上游等离子体密度实现的高再循环或部分脱靶运行模式中), 价态捆绑对总辐射功率影响很小, 从而对偏滤器区域等离子体条件及钨杂质产生和输运特性影响也将很小. 从计算成本角度讲, 钨杂质价态捆绑在这样的等离子体条件下将具有显著优势.

### 3.2 钨杂质输运的动力学模拟

为检验将流体近似用于钨杂质输运模拟的合理性, 选用蒙特卡罗程序 DIVIMP, 采用 2.2 节

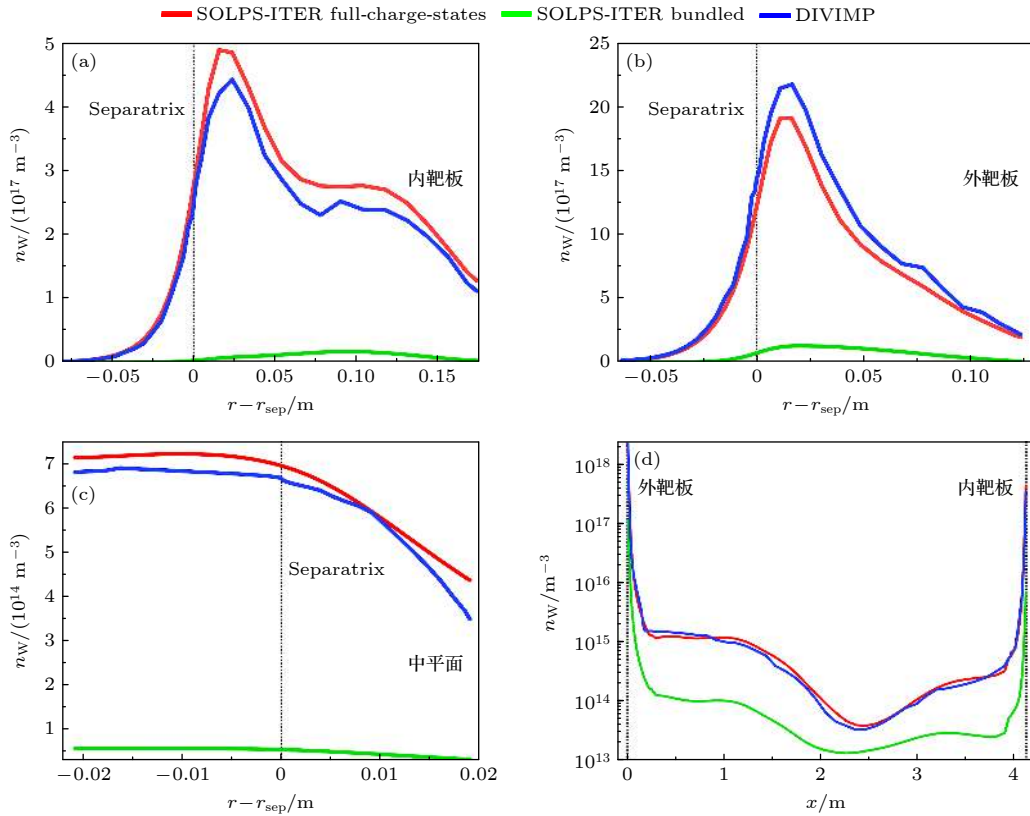


图 6 不同模型计算所得钨杂质沿 (a) 内偏滤器靶板、(b) 外偏滤器靶板、(c) 中平面等处的径向分布, (d) 及其在刮削层中第一个磁通管上的极向分布(横轴为距外靶板的极向距离). 注意: 图 6(d) 纵轴为对数坐标

Fig. 6. Calculated radial profiles of tungsten impurity density at the inner/outer target plate (a)/(b) and outer mid-plane (c) together with the poloidal profile of tungsten impurity density along the flux surface in the SOL near the separatrix (d). It is notable that the vertical axis is logarithmically scaled in panel (d).

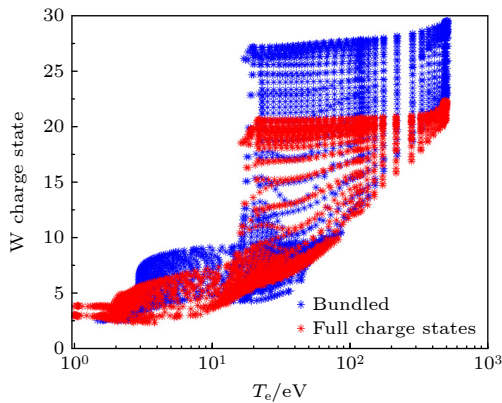


图 7 SOLPS-ITER 采用不同流体方案计算所得各网格中钨杂质平均电离态, 横轴为网格中的电子温度

Fig. 7. Average charge state of W ions in each grid cell plotted against the local electron temperature for SOLPS-ITER with full-charge-states fluid model and bundled-charge-states model.

介绍的物理模型, 在 SOLPS-ITER 流体方案 1 计算得到的背景等离子体条件下, 开展钨杂质输运特性模拟. 比较图 5(a) 和图 5(c) 可见, DIVIMP 和 SOLPS-ITER 所给出的结果定性上几乎一致, 计算结

果均表明, 大部分钨杂质离子停留在偏滤器靶板附近, 而刮削层及芯部等上游区域的钨杂质含量则相对较小. 定量比较 SOLPS-ITER 和 DIVIMP 计算所得钨杂质密度在偏滤器内/外靶板和外测中平面的径向分布, 及其在分界线 (separatrix) 附近磁面上的极向分布 (图 6) 发现, 二者计算结果差异较小 ( $< 30\%$ ). 这就说明, 在本文所展示的模拟中, 流体近似可以很好地描述钨杂质边界输运过程. 进一步比较多流体模型和动力学模型计算所得的不同价态钨杂质密度 (图 8) 发现, 二者计算的低价态 ( $W^{1+} - W^{10+}$ ) 钨杂质密度几乎一致; 而二者计算的高价态钨杂质结果之间差异较大, 主要原因如下.

流体近似成立的条件为, 粒子碰撞平均自由程小于粒子密度的梯度标长. 由图 8 可知, 低价态钨离子倾向于聚集在高密度/低温度 (碰撞率较大) 的偏滤器靶板附近, 这使得低价态粒子输运过程的流体近似条件很容易满足; 而高电离态钨离子则主要位于远离偏滤器靶板且温度较高/密度较低

表 3 SOLPS-ITER 采用不同流体模型计算所得氘 (D)、氖 (Ne) 以及钨 (W) 辐射功率损失在内偏滤器区域 (ID)、外偏滤器区域 (OD)、刮削层 (SOL) 及芯部 (Core) 的分布 (单位: kW)

Table 3. Contributions of deuterium (D), neon (Ne) and tungsten (W) to radiation power loss in the inner/outer divertor region (ID/OD), scrape-off layer (SOL) and core calculated by SOLPS-ITER using the full-charge-states model and bundled-charge-states model (in kW).

Fluid model		ID	OD	SOL	Core	Total
Bundled-charge-states	D	20.76	25.03	13.59	1.75	61.13
	Ne	23.56	26.50	73.57	89.08	212.71
	W	46.07	31.07	10.08	1.28	88.50
Full-charge-states	D	21.59	26.54	14.10	1.72	63.95
	Ne	28.51	28.81	79.43	94.10	230.85
	W	386.26	237.45	32.11	6.69	662.51

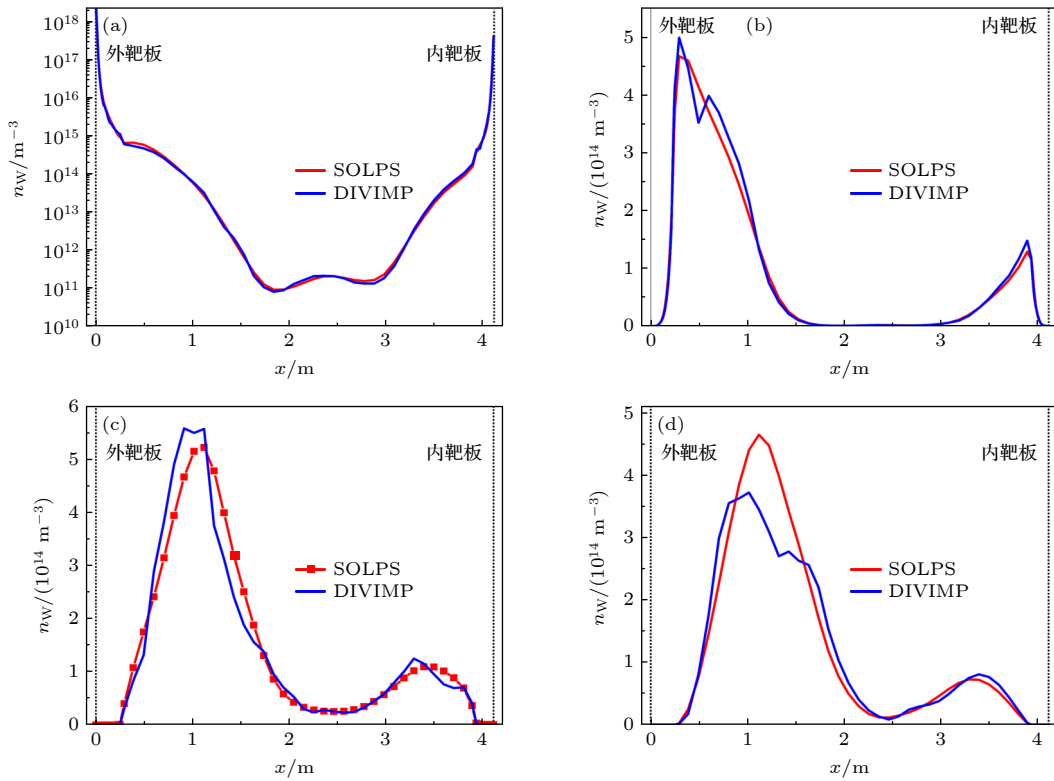


图 8 SOLPS-ITER 和 DIVIMP 计算所得不同价态钨杂质离子密度沿磁面的极向分布 (a)  $W^{1+}$ — $W^{10+}$ ; (b)  $W^{11+}$ — $W^{15+}$ ; (c)  $W^{16+}$ — $W^{20+}$ ; (d)  $W^{21+}$ — $W^{74+}$ . 图中横轴为到外靶板的极向距离

Fig. 8. Poloidal profiles for W ions at different charge states calculated by SOLPS-ITER and DIVIMP: (a)  $W^{1+}$ — $W^{10+}$ ; (b)  $W^{11+}$ — $W^{15+}$ ; (c)  $W^{16+}$ — $W^{20+}$ ; (d)  $W^{21+}$ — $W^{74+}$ . The vertical coordinates represent the poloidal distance from the outer target measured in the upstream direction.

(图 3、图 4) 的上游, 加之高价态钨离子的密度较低, 从而钨离子之间的碰撞频率较低 (平均自由程较大)<sup>[2]</sup>, 流体近似不能得到很好地满足. 如前所述, 因 SOLPS-ITER 和 DIVIMP 在相同等离子体条件下计算所得钨杂质总密度差异很小, 且 SOLPS-ITER 可考虑钨杂质辐射对背景等离子体条件的影响, 接下来将采用 SOLPS-ITER 程序, 全流体模拟并比较不同氦杂质注气率下钨杂质在等离子体中的含量, 以证实氦杂质注入对钨杂质聚芯的有

效控制.

### 3.3 氦杂质注入对钨杂质聚芯效应的缓解

未来聚变反应堆中, 高  $Z$  杂质钨在芯部等离子体中的辐射效率极高<sup>[49]</sup>, 芯部所能容忍的钨杂质含量 ( $c_W = n_W/n_e$ ) 仅在  $10^{-5}$  量级, 探索抑制钨杂质聚芯的有效措施至关重要. 为进一步证明氦杂质充气对钨杂质聚芯的有效抑制, 模拟中将氦杂质注气率从  $2.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$  增加到  $5.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ , 采

用 SOLPS-ITER (流体方案 1 计算并比较不同氖注气率条件下钨杂质在等离子体中的含量 ( $c_W$ ). 结果表明, 适当增加氖杂质注气率以促进偏滤器脱靶可将芯部钨杂质含量降低约 1 个量级 (图 9). 当氖注气率为  $2.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$  时, 钨杂质芯部含量最大值约为  $10^{-5}$ — $10^{-4}$  量级, 而当氖注气率增加到  $5.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$ , 最大芯部钨杂质含量则降到  $10^{-6}$ — $10^{-5}$  量级, 这可解释如下. 一方面, 随着杂质注入量的增加, 偏滤器区域等离子体的进一步冷却将减小钨杂质的靶板溅射通量<sup>[2]</sup>. 另一方面, 通常杂质离子输运由摩擦力和热力主导, 其他力 (如压强梯度力, 电场力) 则相对较小<sup>[2]</sup>, 其中摩擦力倾向于使杂质离子向偏滤器靶板运动, 而热力则倾向于使偏滤器靶板向上游运动. 根据 (1) 式和 (2) 式, 质注入对偏滤器区域等离子体的辐射冷却将增加摩擦力对钨离子的“冲刷”效应, 使得更多的钨杂质离子停留在靶板附近. 由于 ITER 等未来聚变反应堆中, 中/低  $Z$  杂质注入以促进偏滤器区域等离子体脱靶是必不可少的靶板热负荷缓解措施, 杂质注气对钨杂质产生和输运特性的影响将在接下来的工作中予以深入, 在今后的模拟中, 将密切结合实验, 并考虑漂移等物理效应的影响.

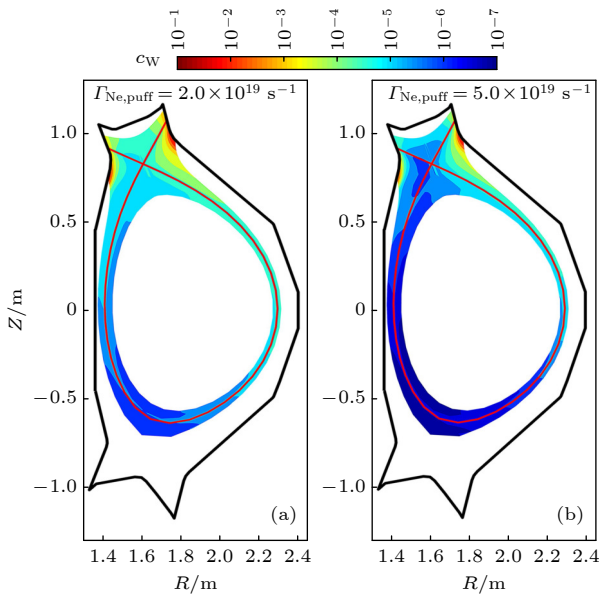


图 9 当氖杂质注入率为  $2.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$  (a) 和  $5.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$  (b) 时, 计算得到的钨杂质含量 ( $c_W = n_W/n_e$ ).  
Fig. 9. W plasma content ( $c_W = n_W/n_e$ ) for neon seeding level at  $2.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$  (a) and  $5.0 \times 10^{19} \text{ s}^{-1}$  (b).

## 4 结 论

采用边界等离子体及杂质程序 SOLPS-ITER

和 DIVIMP 以 EAST 为研究对象开展了有关托卡马克高约束模式等离子体边界钨杂质输运特性的多流体及动力学模拟. 在氖杂质注入及偏滤器等离子体高再循环 (或部分脱靶) 运行机制下, 比较了不同钨离子流体模拟方案对钨杂质产生及分布的影响. 结果表明, 常用的价态捆绑方法可大幅节约计算成本, 但高估了钨离子平均电离态, 进而可能会大幅低估钨杂质辐射损失 (特别是在偏滤器区域), 高估/低估偏滤器靶板附近等离子体温度/密度, 进而低估钨杂质来源及其在等离子体中的含量. 模拟结果还表明, 因钨价态捆绑对氦和氖输运影响较小, 当钨杂质辐射功率特别是钨杂质在偏滤器区域辐射功率较小时, 价态捆绑对等离子体条件及钨杂质行为影响较小, 此时计算成本更低的价态捆绑模拟优势更为显著. 通过结合使用 SOLPS-ITER 和 DIVIMP 程序, 模拟并评估了将流体近似用于钨杂质输运特性的合理性. 结果表明, 由于低电离态钨杂质离子主要聚集在碰撞率较高的偏滤器靶板附近, 流体近似可得到很好地满足; 由于高电离态钨杂质离子主要位于碰撞率较低的芯部, 并且密度相对较小, 这些钨离子碰撞平均自由程较大, 流体近似不能很好地描述高价态钨离子输运, 但二者模拟所得总杂质密度差异不大 ( $< 30\%$ ). 此外, 通过模拟比较不同氖杂质注入率下钨杂质在等离子体中的含量, 证实氖杂质充气以促进偏滤器脱靶可以有效地控制钨杂质聚芯, 这将在接下来的研究中进一步深入. 本工作不仅为 EAST 全钨偏滤器运行下的边界等离子体及钨杂质行为研究提供很好的模拟基础, 更为今后托卡马克全金属壁条件下等离子体性能提升提供理论依据.

感谢 EAST 团队的全力支持. 本文相关数值计算在中国科学院等离子体物理研究所的神马高性能计算集群上完成.

## 参考文献

- [1] Ye D W, Ding F, Li K D, Hu Z H, Zhang L, Chen X H, Zhang Q, Zhao P A, He T, Meng L Y, Ye K X, Zhong F B, Duan Y M, Ding R, Wang L, Xu G S, Luo G N, EAST team *2022 Chin. Phys. B* **31** 065201
- [2] Wang F Q, Zha X J, Duan Y M, Mao S T, Wang L, Zhong F C, Liang L, Li L, Lu H W, Hu L Q, Chen Y P, Yang Z D *2018 Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 125005
- [3] Yamoto S, Bonnin, X, Homma Y, Inoue H, Hoshino K, Hatayama A, Pitts RA *2017 Nucl. Fusion* **57** 116051
- [4] Kirschner A, Tskhakaya D, Brezinsek S, Borodin D,

- Romazanov J, Ding R, Eksaeva A, Linsmeier C 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 014041
- [5] Shi S Y, Chen J L, Bourdelle C, Jian X, Odstreil T, Garofalo A M, Cheng Y X, Chao Y, Zhang L, Duan Y M, Wu M Q, Ding F, Li Y Y, Huang J, Qian J P, Gao X, Wan Y X 2022 *Nucl. Fusion* **62** 066031
- [6] Putterich T, Dux R, Neu R, Bernert M, Beurskens M N A, Bobkov V, Brezinsek S, Challis C, Coenen J W, Coffey I, Czarnecka A, Giroud C, Jacquet P, Joffrin E, Kallenbach A, Lehnen M, Lerche E, de la Luna E, Marsen S, Matthews G, Mayoral M L, McDermott R M, Meigs A, Mlynar J, Sertoli M, van Rooij G 2013 *Plasma Phys. Control. Fusion* **55** 124036
- [7] Robert A 1997 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25** 1187
- [8] Motojima O 2015 *Nucl. Fusion* **55** 104023
- [9] Hinnov E, Mattioli M 1978 *Phys. Lett. A* **66** 109
- [10] Isler R, Neidigh R, Cowan R 1977 *Phys. Lett. A* **63** 295
- [11] Neu R, Dux R, Geier A, Greuner H, Krieger K, Maier H, Pugno R, Rohde V, Yoon S W 2003 *J. Nucl. Mater.* **313–316** 116
- [12] Zhang L, Morita S, Xu Z, Zhang P F, Zang Q, Duan Y M, Liu H Q, Zhao H L, Ding F, Ohishi T, Gao W, Huang J, Yang X D, Chen Y J, Wu Z W, Xu P, Ding B J, Hu C D, Gong X Z, Chen J L, Hu L Q 2017 *Nucl. Mater. Energy* **12** 774
- [13] Wagner F, Becker G, Behringer K, Campbell D, Eberhagen A, Engelhardt W, Fussmann G, Gehre O, Gernhardt J, Vongierke G, Haas G, Huang M, Karger F, Keilhacker M, Klüber O, Kornherr M, Lackner K, Lisitano G, Lister G G, Mayer H M, Meisel D, Müller E R, Murmann H, Niedermeyer H, Poschenrieder W, Rapp H, Röhr H, Schneider F, Siller G, Speth E, Stäbler A, Steuer K H, Venus G, Vollmer O, Yü Z 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 1408
- [14] 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]
- [15] Dux R, Peeters A G, Gude A, Kallenbach A, Neu R, ASDEX Upgrade Team 1999 *Nucl. Fusion* **39** 1509
- [16] Zhang W M, Zhang L, Cheng Y X, Wang Z X, Hu A L, Duan Y M, Zhou T F, Liu H Q 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 115203 (in Chinese) [张文敏, 张凌, 程云鑫, 王正泓, 胡爱兰, 段艳敏, 周天富, 刘海庆 2022 物理学报 **71** 115203]
- [17] Shen Y, Dong J Q, Xu H B 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 195203 (in Chinese) [沈勇, 董家齐, 徐红兵 2018 物理学报 **67** 195203]
- [18] Ciraolo G, Di Genova S, Yang H, Gallo A, Fedorczak N, Bufferand H, Gunn J P, Tamain P, Guirlet R, Guillemaut C, Desgranges C, Bourdelle C, Tsitrone E, Bucalossi J, D'Abusco M S, Serre E, Marandet Y, Raghunathan M, Sepetys A, Romazanov J, Kirschner A, Brezinsek S 2021 *Nucl. Fusion* **61** 126015
- [19] Geier A, Krieger K, Elder J D, Pugno R, Rohde V 2003 *J. Nucl. Mater.* **313–316** 1216
- [20] Lim K, Garbet X, Sarazin Y, Grandgirard V, Obrejan K, Lesur M, Gravier E 2021 *Nucl. Fusion* **61** 046037
- [21] van Vugt D C, Huijsmans G T A, Hoelzl M, Loarte A 2019 *Phys. Plasmas* **26** 042508
- [22] Sinclair G, Maurizio R, Ma X, Abrams T, Elder J D, Guo H Y, Thomas D M, Leonard A W 2022 *Nucl. Fusion* **62** 106024
- [23] Sang C F, Zhou Q R, Xu G S, Wang L, Wang Y L, Zhao X L, Zhang C, Ding R, Jia G Z, Yao D M, Liu X J, Si H, Wang D Z 2021 *Nucl. Fusion* **61** 066004
- [24] Schmid K, Krieger K, Kukushkin A, Loarte A 2007 *J. Nucl. Mater.* **363–365** 674
- [25] Wiesen S, Reiter D, Kotov V, Baelmans M, Dekeyser W, Kukushkin A S, Lisgo S W, Pitts R A, Rozhansky V, Saibene G, Veselova I, Voskoboynikov S 2015 *J. Nucl. Mater.* **463** 480
- [26] Bonnin X, Dekeyser W, Pitts R, Coster D, Voskoboynikov S, Wiesen S 2016 *Plasma Fusion Res.* **11** 1403102
- [27] Strachan J D, Corrigan G, Harting D, Lauro-Taroni L, Maggi C F, Matthews G F, O'Mullane M, Reiter D, Seebacher J, Spence J, Summers H, Wiesen S 2011 *J. Nucl. Mater.* **415** S501
- [28] Harting D, Groth M, Beurskens M, Boerner P, Brix M, Coenen J W, Corrigan G, Lehnen M, Marsen S, van Rooij G, Reiter D, Wiesen S 2013 *J. Nucl. Mater.* **438** S480
- [29] Stangeby P C, Elder J D 1995 *Nucl. Fusion* **35** 1391
- [30] Yamoto S, Homma Y, Hoshino K, Toma M, Hatayama A 2020 *Comput. Phys. Commun.* **248** 106979
- [31] Wang J, Chen Y P, Wang L, Gao W, Wu Z W, Zhang L 2023 *Phys. Plasmas* **30** 043905
- [32] Song Y T, Wan B N, Gong X Z, et al. 2022 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **50** 4330
- [33] Wang F Q, Liang Y, Zha X J, Zhong F C, Mao S T, Duan Y M, Hu L Q, Wang L, Liu J B, Yan N, Liu S C 2022 *Nucl. Fusion* **62** 056021
- [34] Pan O, Bernert M, Lunt T, Cavedon M, Kurzan B, Wiesen S, Wischmeier M, Stroth U 2023 *Nucl. Fusion* **63** 016001
- [35] Kaveeva E, Rozhansky V, Veselova I, Senichenkov I, Giroud C, Pitts R A, Wiesen S, Voskoboynikov S 2021 *Nucl. Mater. Energy* **28** 101030
- [36] Koenders J T W, Wensing M, Ravensbergen T, Fevrier O, Perek A, van Berkel M 2022 *Nucl. Fusion* **62** 066025
- [37] Kaveeva E, Rozhansky V, Senichenkov I, Sytova E, Veselova I, Voskoboynikov S, Bonnin X, Pitts R A, Kukushkin A S, Wiesen S, Coster D 2020 *Nucl. Fusion* **60** 046019
- [38] Senichenkov I Y, Ding R, Molchanov P A, Kaveeva E G, Rozhansky V A, Voskoboynikov S P, Shtyrkhnunov N V, Makarov S O, Si H, Liu X, Sang C, Mao S 2022 *Nucl. Fusion* **62** 096010
- [39] Kumpulainen H A, Groth M, Fontell M, Jaervinen A E, Corrigan G, Harting D 2020 *Nucl. Mater. Energy* **25** 100784
- [40] Jarvinen A, Giroud C, Groth M, Krieger K, Moulton D, Wiesen S, Brezinsek S 2011 *Phys. Scr.* **2011** 014013
- [41] Rozhansky V, Kaveeva E, Molchanov P, Veselova I, Voskoboynikov S, Coster D, Counsell G, Kirk A, Lisgo S 2009 *Nucl. Fusion* **49** 025007
- [42] Reiter D, Baelmans M, Börner P 2005 *Fusion Sci. Technol.* **47** 172
- [43] Schneider R, Bonnin X, Borrass K, Coster D P, Kastelewicz H, Reiter A, Rozhansky V A, Braams B J 2006 *Contrib. Plasma Phys.* **46** 3
- [44] Wang R, Yang Z S, Li K D, Xu G S, Jia G Z, Niu G J, Nian F F, He T, Meng L Y, Lin X, Luo G N, Wang L 2022 *Phys. Plasmas* **29** 112502
- [45] Hechtel E, Bohdansky J, Roth J 1981 *J. Nucl. Mater.* **103** 333
- [46] Gao S L, Liu X J, Deng G Z, Ming T F, Li G Q, Zhang X X, Wu X D, Wu X H, Li B, Fan H C, Gao X 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 075104
- [47] Ou J, Yang J H 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075201 (in Chinese) [欧靖, 杨锦宏 2012 物理学报 **61** 075201]
- [48] Summers H P, O'Mullane M G 2000 *AIP Conference Proceedings* **543** 304
- [49] Putterich T, Fable E, Dux R, O'Mullane M, Neu R, Siccino M 2019 *Nucl. Fusion* **59** 056013

# Multi-fluid and dynamic simulation of tungsten impurity in tokamak boundary plasma<sup>\*</sup>

Wang Fu-Qiong<sup>†</sup> Xu Ying-Feng Zha Xue-Jun Zhong Fang-Chuan

(*Department of Applied Physics, College of Science, Donghua University, Shanghai 201620, China*)

( Received 15 June 2023; revised manuscript received 25 July 2023 )

## Abstract

Accumulation of tungsten (W) in core is a serious challenge for achieving high-performance plasmas in future tokamak reactors, thus W impurity transport is a highly concerned topic in the tokamak physics researches. Multi-fluid model and kinetic model are the numerical tools widely used for investigating and/or predicting impurity behaviors in the boundary of tokamak plasma. Generally, the applicability of multi-fluid model for impurity transport modeling requires that the collision mean-free-path should be smaller than the gradient scale lengths of particles, which may not be always satisfied. It is performed and comparatively investigated to evaluate the applicability of multi-fluid model for W impurity transport modeling, multi-fluid (SOLPS-ITER) modeling and kinetic (DIVIMP) modeling of W impurity transport in the edge of high-confinement plasma in Experimental Advanced Superconducting Tokamak (EAST) during neon impurity seeding. It is found that low-charge-state W ions are mainly located in the divertor region near the target plate where plasma collisionality is relatively high due to the relatively low/high local plasma temperature/density. Hence, the fluid assumption for transport of lowly-charged W ions can be well satisfied. Consequently, the density of lowly-charged W ions predicted by SOLPS-ITER and that calculated by DIVIMP are almost similar. Owing to the fact that the density of highly-charged W ions is relatively low and these particles mainly exist in the upstream (e.g. the main SOL and core) where plasma collisionality is relatively low, the fluid approximation cannot be well satisfied. However, the total W impurity density calculated by the kinetic code DIVIMP and the multi-fluid model SOLPS-ITER are found to be in agreement with each other within a factor of 1.5 for the simulation cases presented in this contribution. Besides, the multi-fluid simulation with bundled charge state model has also been performed, the obtained results are compared with those from the multi-fluid modeling with W ions treated as 74 fluids. It is revealed that in simulation cases with neon impurity seeding and with divertor plasmas in high-recycling or partially detached regimes, the bundling scheme, which is commonly used for saving the computation cost in multi-fluid modeling, tends to overestimate the average charge state of W ions and thus tends to underestimate the radiation power loss, especially in the divertor region. Consequently, under the circumstance that W impurity radiation dominates the radiative power loss in divertor region, plasma temperature/density can be largely overestimated/underestimated, leading to the underestimation of W ion ionization source and W impurity density. Moreover, simulation results demonstrate that W accumulation in core can decrease effectively during divertor detachment promoted by neon seeding.

**Keywords:** tokamak, tungsten impurity, multi-fluid model, kinetic modeling

**PACS:** 52.55.Rk, 52.40.Hf, 52.55.Fa, 52.55.-s

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230991

<sup>\*</sup> Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Science Program, China (Grant Nos. 2018YFE0309103, 2017YFE0301100, 2017YFE0301104) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12075052, 12175034).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: wangfq@dhu.edu.cn

托卡马克边界等离子体中钨杂质运输的多流体及动力学模拟

王福琼 徐颖峰 查学军 钟方川

Multi-fluid and dynamic simulation of tungsten impurity in tokamak boundary plasma

Wang Fu-Qiong Xu Ying-Feng Zha Xue-Jun Zhong Fang-Chuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 215213 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230991

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230991>

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

托卡马克无碰撞捕获电子模在时空表象中的群速度

Group velocity in spatiotemporal representation of collisionless trapped electron mode in tokamak

物理学报. 2021, 70(11): 115203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202003>

中国聚变工程试验堆上新经典撕裂模和纵场波纹扰动叠加效应对alpha粒子损失影响的数值模拟

Numerical simulation of synergistic effect of neoclassical tearing mode and toroidal field ripple on alpha particle loss in China Fusion Engineering Testing Reactor

物理学报. 2021, 70(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201972>

托卡马克离子温度梯度湍流输运同位素定标修正中杂质的影响

Role of impurities in modifying isotope scaling law of ion temperature gradient turbulence driven transport in tokamak

物理学报. 2018, 67(19): 195203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180703>

HL-2A中环向旋转影响等离子体对共振磁扰动的响应过程

Effect of toroidal rotation on plasma response to resonant magnetic perturbations in HL-2A

物理学报. 2020, 69(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200519>

托卡马克装置中等离子体环向旋转对三维响应场的影响

Influence of toroidal rotation on plasma response to external RMP fields in tokamak

物理学报. 2022, 71(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211975>

氦泡在bcc钨中晶界处成核长大的分子动力学模拟

The nucleation and growth of Helium hubbles at grain boundaries of bcc tungsten: a molecular dynamics simulation

物理学报. 2020, 69(4): 046103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191069>