

超声分子束注入密度和宽度对托克马克装置加料深度的影响

吴雪科 孙小琴 刘殷学 李会东 周雨林 王占辉 冯灏

Effects of width and density of supersonic molecule beam on penetration depth of tokamak

Wu Xue-Ke Sun Xiao-Qin Liu Yin-Xue Li Hui-Dong Zhou Yu-Lin Wang Zhan-Hui Feng Hao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 195201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.195201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.195201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I19>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

稀疏膨胀过程中几何位形对于电子非局域热传导的影响

Influence of spatial geometrical curvature on nonlocal electron heat transport in expanding plasmas

物理学报.2015, 64(19): 195201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.195201>

氙等离子体输运性质计算

Calculation of transport coefficients of a xenon plasma

物理学报.2014, 63(20): 205201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.205201>

三维柱腔内辐射输运的一维模拟

One-dimensional simulation of radiation transport in three-dimensional cylinder

物理学报.2013, 62(1): 015210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.015210>

双温度氦等离子体输运性质计算

Calculation of two-temperature transport coefficients of helium plasma

物理学报.2012, 61(19): 195203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.195203>

局域热力学平衡态空气电弧等离子体输运参数计算研究

Theoretical computation studies for transport properties of air plasmas

物理学报.2012, 61(10): 105201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.105201>

# 超声分子束注入密度和宽度对托克马克装置 加料深度的影响\*

吴雪科<sup>1)</sup> 孙小琴<sup>1)</sup> 刘殷学<sup>1)</sup> 李会东<sup>1)†</sup> 周雨林<sup>2)</sup> 王占辉<sup>1)2)‡</sup> 冯灏<sup>1)</sup>

1)(西华大学理学院, 成都 610039)

2)(核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2017年3月20日收到; 2017年6月18日收到修改稿)

基于HL-2A托卡马克装置的真实磁场位形, 应用大型边缘等离子体湍流模拟程序BOUT++中的子程序模块trans-neut对不同的超声分子束注入(SMBI)密度和宽度进行模拟. 在SMBI过程中, 保持单位时间内分子注入个数和注入速度恒定, 在恒定通量情况下, 通过调整注入分子束密度和宽度来研究SMBI注入深度的变化. 研究表明: 在注入密度较小、注入宽度较大时, SMBI的注入深度更深, 分子和原子的分解率和电离率的时空区域较宽. 分子分解局域化会抑制全局分解率的增长, 而分解局域化又会引发局域分解率的加速增长, 进而促进全局分解率的增长, 促进效果占优导致在注入速度一定的情况下, 恒定通量的分子注入发散角越小, 分子注入深度越浅.

**关键词:** 托卡马克, 等离子体加料, 超声分子束注入, 注入深度

**PACS:** 52.25.Fi, 52.25.Ya

**DOI:** 10.7498/aps.66.195201

## 1 引言

提高等离子体加料效率和加料深度, 不但是现有的磁约束聚变装置所追求的目标, 而且也是新一代磁约束核聚变装置ITER实现约束聚变高性能稳态运行所必须的要求. 现有的等离子体加料手段主要有三种, 即喷气法<sup>[1]</sup>、弹丸注入<sup>[2]</sup>、超声分子束注入<sup>[3]</sup>. 喷气注入法的优点是简单易行, 但其加料效率不够, 尤其是随着聚变装置真空室尺寸的增大, 其加料效率会大幅度降低. 喷气法注入的气体分子定向速度低、发散角大, 很难穿越等离子体边界层进入等离子体的芯部, 大部分气体分子只能沉积在等离子体边缘. 所以对于具有偏滤器的大环真空室, 大部分注入的中性气体分子将会被边界等离

子体电离, 并随着刮削层等离子体一起进入偏滤器而被抽走, 从而降低了加料的效率. 由于喷气法加料的分子注入深度很浅, 绝大多数注入的分子依然停留在托卡马克边缘区域, 所以此方法的加料效率很低. 弹丸注入方法是将燃料气体通过低温技术冷凝成固态弹丸, 通过气动推进加速或者转盘离心加速, 使气体分子高速注入等离子体中而实现加料. 高速弹丸能够有效地沉积在等离子体芯部, 大幅度提高了加料效率. 但是, 弹丸加料的成本很高.

在未来的聚变堆中, 加料和排灰过程是保证聚变反应能够稳态持续的关键一环. 在现有装置上研究相应的技术对未来聚变堆的设计和建设有重要意义. 超声分子束注入(SMBI)加料是我国自主发展的创新性技术, 但是其注入深度较弹丸注入要浅, 这可能影响其在实际聚变装置中的应用. 研究

\* 国家自然科学基金青年基金(批准号: 11605143)、国家自然科学基金(批准号: 11575055)、中国磁约束聚变科学项目(批准号: 2013GB107001)、中国ITER项目(批准号: 2014GB113000)和西华大学高性能科学计算重点实验室开放课题(批准号: szjj2017-011, szjj2017-012)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [huidongli@mail.xhu.edu.cn](mailto:huidongli@mail.xhu.edu.cn)

‡ 通信作者. E-mail: [zhwang@swip.ac.cn](mailto:zhwang@swip.ac.cn)

超声分子束的束速度、束密度和束宽度等固有参数以及背景等离子体参数对超声分子束加料深度的影响, 对未来聚变反应的持续稳态运行具有重要意义. 超声分子束注入加料作为一种新型的加料方法, 率先在 HL-1M 托卡马克装置上应用, 随后被不断地应用到国内外各大中型托卡马克装置上. 目前实验已经证明超声分子束加料方法可以获得比喷气法更深的注入深度和更高的加料效率 (是一种改进的喷气法), 同时它又不像弹丸注入加料那样对装置和技术要求那么高. 因此, 对于 ITER 等大型的聚变装置, SMBI 将会成为一种经济而有效的加料手段. 超声分子束注入可以有效地控制等离子体密度<sup>[4]</sup>, 控制并缓解边缘局域模<sup>[5,6]</sup> 和抑制电子的逃逸<sup>[7]</sup>, 在实验上用于研究非局域热输运效应<sup>[8]</sup>. 近期开展的束高压氢超声分子注入实验, 在束流中发现有团簇流, 这在一定程度上改善了超声分子束的注入深度和加料效率.

大型实时数值模拟能够提供一些实验无法测量或者难以测量的物理量演化, 目前已出现了很多研究中性粒子输运的大型代码, 比如 B2<sup>[9]</sup>, EPIC<sup>[10]</sup>, UEDGE<sup>[11,12]</sup>, BOUT/BOUT++<sup>[13–15]</sup> 和 TOKES<sup>[16]</sup>. 两个应用程序, trans-neut<sup>[17]</sup> 和 TPSMBI<sup>[18]</sup>, 前者是基于 BOUT++ 开发的应用代码, 后者是基于 Fortran 编写的代码, 它们都可以模拟 SMBI 的加料过程. trans-neut 可以做 2D 和 3D 模拟, 而 TPSMBI 却只能做 1D 模拟. 此外, trans-neut 的强大优势是较容易地进行二次开发, 比如在原来的模型基础上考虑更多的物理效应, 然后在 trans-neut 源代码基础上稍做修改即可.

SMBI 的加料过程是背景等离子体和 SMB 之间相互作用的过程. 为了提高加料效率和注入深度, 可以从三个方面着手进行研究 SMBI 加料问题: 1) 研究超声分子束注入的固有参数 (比如超声分子束的束宽、束密度、速度和通量等因素) 对加料的影响; 2) 研究背景等离子体参数 (比如温度、密度和压强等因素) 对加料的影响; 3) 研究背景等离子体与 SMB 相互作用 (即引入不同物理效应) 对加料的影响. 近期 trans-neut 已被用来进行 SMBI 加料相关问题的研究, 在前两个方面我们已经进行了一些研究: 1) 研究了 GP 与 SMBI 两种加料效果<sup>[19]</sup> 和通量效应对 SMBI 加料效果的影响<sup>[20]</sup>; 2) 研究了背景等离子体密度和温度剖面对 SMBI 注入深度的影响<sup>[21]</sup>. 在研究具有快慢分量的超声分子束加料

效果方面 trans-neut 模块获得了与实验观测一致的结果<sup>[22]</sup>.

本文基于 HL-2A 的装置参数和实验参数, 使用 trans-neut 模块开展了超声分子束注入密度和注入宽度对 SMBI 加料深度的影响. 模拟过程基于特定的稳态, 固定 SMBI 的注入率和分子注入速度, 通过改变注入密度和注入宽度, 研究各种不同参数组合情况下 SMBI 的加料行为.

## 2 输运模型

BOUT++ 是大型 3D 边缘等离子体湍流模拟并行计算程序, 该程序在 2011 年由 Ben Dudson、徐学桥和 Umansky 等在 BOUT 程序 (06 版) 基础上采用 C++ 语言进行了系统地优化升级改造, 主要用于磁约束聚变等离子体物理研究. 本文基于大型边缘等离子体湍流模拟程序 BOUT++ 中的子程序模块 trans-neut 研究不同参数条件的氢分子超声分子束注入 (SMBI) 对加料深度和等离子体加料效率的影响. 文中所有的数值模拟结果都是基于 HL-2A 托卡马克装置的真实磁场位形.

输运模型包含了 SMB 与背景等离子体相互作用过程中的一些基本物理输运过程, 比如粒子的扩散和对流, 热能的扩散、传导和对流, 动量的对流和黏滞, 还包含了主要的碰撞反应引起的源项和衰减项, 比如等离子体中的氢分子、氢原子、氢离子和电子四种主要粒子之间的四种主要碰撞反应: 分子的分解反应, 原子的电离反应, 离子与原子之间的电荷交换反应, 以及电子和离子之间的复合反应.

文中所采用的物理模型主要从 Braginskii 方程组导出的七场模型, 它们分别是等离子体密度输运方程, 离子和电子的热输运方程, 离子动量输运方程, 分子密度输运方程, 径向动量输运方程和原子密度输运方程.

### 2.1 等离子体输运方程

等离子体输运过程包含以下四个方程: 等离子体密度  $N_i$  输运方程 (1), 离子和电子 ( $T_i, T_e$ ) 热输运方程 (2) 和 (3), 以及平行于磁力线方向上的离子速度  $V_{//i}$  输运方程 (4). 模型中采用了等离子体准中性条件  $N_i = N_e$ .

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla_{//}(V_{//i}N_i) - D_{\perp i}^c \nabla_{\perp}^2 N_i$$

$$= S_1^P - S_{\text{rec}}^P, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T_i}{\partial t} + V_{//i} \nabla_{//i} T_i + \frac{2}{3} T_i \nabla_{//i} V_{//i} \\ & - \frac{2}{3 N_i} \nabla_{//i} (\kappa_{//i}^c \nabla_{//i} T_i) - \frac{2}{3} \chi_{\perp i}^c \nabla_{\perp}^2 T_i \\ & = (\nu_{\text{rec}} - \nu_1) T_i + \frac{2 m_e}{M_i} \frac{T_e - T_i}{\tau_e}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial T_e}{\partial t} - \frac{2}{3 N_i} \nabla_{//i} (\kappa_{//e}^c \nabla_{//i} T_e) - \frac{2}{3} \chi_{\perp e}^c \nabla_{\perp}^2 T_e \\ & = \nu_{\text{rec}} W_{\text{rec}} - \nu_1 \left( T_e + \frac{2}{3} W_I \right) \\ & - \frac{2}{3} \nu_{\text{diss}} (W_{\text{diss}} + W_{\text{bind}}) - \frac{2 m_e}{M_i} \frac{T_e - T_i}{\tau_e}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial V_{//i}}{\partial t} + V_{//i} \nabla_{//i} V_{//i} - \frac{4}{3 N_i M_i} \nabla_{//i} (\eta_i^0 \nabla_{//i} V_{//i}) \\ & = - \frac{\nabla_{//i} P}{N_i M_i} - (\nu_{\text{CX}} + \nu_1) V_{//i}. \end{aligned} \quad (4)$$

其中相关物理量的定义如下: 1) 描述输运过程的系数,  $D_{\perp i}^c$ ,  $\chi_{\perp i}^c$  和  $\chi_{\perp e}^c$  分别是垂直方向的粒子扩散系数、离子和电子热扩散系数;  $\kappa_{//i}^c$  和  $\kappa_{//e}^c$  是平行方向上的离子和电子经典热传导系数;  $\eta_i^0$  表示离子的黏滞系数; 2) 描述碰撞反应的系数和源项,  $S_1^P$  和  $S_{\text{rec}}^P$  分别是电离源项和复合源项;  $\tau_e$  是离子和电子之间的碰撞反应时间;  $\nu_1$ ,  $\nu_{\text{rec}}$ ,  $\nu_{\text{diss}}$  和  $\nu_{\text{CX}}$  分别是电离反应率, 复合反应率, 分解反应率和电荷交换率;  $W_I$ ,  $W_{\text{diss}}$ ,  $W_{\text{rec}}$  和  $W_{\text{bind}}$  分别是单次电离反应中自由电子损失的能量, 单次分解反应中自由电子损失的能量, 单次复合反应中电子吸收的能量和单个氢原子的原子之间的结合能.  $P$  是等离子体总的压强, 是玻尔兹曼常量. 相关物理量的具体表达式, 参数取值和推导所用的假设见文献 [17].

## 2.2 原子输运方程

原子密度  $N_a$  的输运主要是扩散性输运, 扩散输运系数是由较强的电荷交换率所决定的. 考虑到原子和离子之间的较大的电荷交换率, 这里假设原子和离子的温度相等  $T_i = T_a$ . 原子密度输运方程如下:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N_a}{\partial t} - \nabla_{//i} (D_{//a}^c \nabla_{//i} N_a) - D_{\perp a}^c \nabla_{\perp}^2 N_a \\ & = - S_1^P + S_{\text{rec}}^P + 2 S_{\text{diss}}^P, \end{aligned} \quad (5)$$

其中,  $D_{\perp a}^c$  和  $D_{//a}^c$  分别是垂直于磁场方向和平行于磁场方向原子的经典扩散系数即  $D_{\perp a}^c = D_{//a}^c =$

$T_a/M_a \nu_{\text{CX}}$ ,  $M_a$  表示氢原子质量. 本模型没考虑原子速度的演化, 但是为了更确切地描述原子动量输运, 其平行方向上动量输运方程必须保留.

## 2.3 分子输运方程

在分子的输运方程中, 包括了分子的密度  $N_m$  输运方程 (6) 和分子的径向速度  $V_{xm}$  输运方程 (7):

$$\frac{\partial N_m}{\partial t} + \nabla_x (V_{xm} N_m) = - S_{\text{diss}}^P, \quad (6)$$

$$\frac{\partial V_{xm}}{\partial t} + V_{xm} \nabla_x V_{xm} = - \frac{\nabla_x P_m}{N_m M_m}, \quad (7)$$

其中,  $P_m = k N_m T_m$  是分子的压强, 分子的温度  $T_m$  和室温相当 (约为 300 K),  $M_m$  表示氢分子质量,  $\nabla_x$  代表径向梯度. 其实, 方程 (7) 还可以考虑氢分子与背景等离子体碰撞引起的黏滞效应, 否则相同 SMBI 情况下, 模型将会得到较深的注入深度.

## 3 边界条件

BOUT++ 程序模拟中所采用的沿磁力线坐标系  $(x, y, z)$  [13–15] 可以转换到通常的正交曲面坐标系. 磁力线坐标系用于坐标变换的系数矩阵和雅可比行列式见文献 [15]. 在坐标变换后将划分网格. 在划分网格时, 极角  $\theta = 0$  的位置是从  $X$  点处开始, 沿着顺时针方向进行极向网格划分. 最外闭合磁面处在归一化磁通量  $\psi = 1$  的位置. 本文是在 2D 情况下开展的模拟, SMBI 在 HL-2A 托卡马克位形上按图 1 配置. 在二维数值模拟中, 坐标  $(x, y)$  与正交曲面坐标系中的  $(\psi, \theta)$  相对应 (图 2).

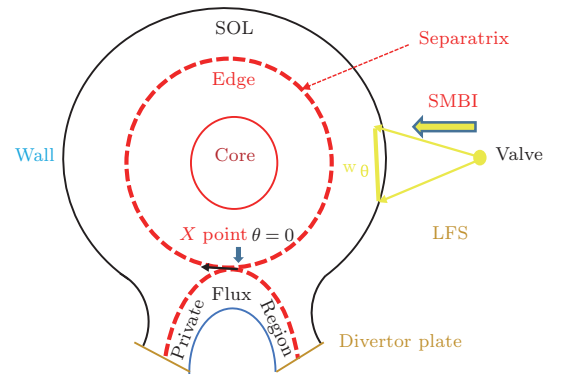


图 1 (网刊彩色) HL-2A 托卡马克装置上的超声分子束注入和区域划分示意图

Fig. 1. (color online) Diagrammatic sketch of SMBI configuration and division of solving regions of HL-2A tokamak.



模拟过程中采用了包含了  $X$  点的真实托卡马克磁场位形, 该位形可以分为三个主要的求解区域: 等离子体芯部和边缘区域, 刮削层 [scrape-off-layer (SOL)] 区域, 特殊磁通区和偏滤器. 在不同的求解区域中分别采用了不同的边界条件.

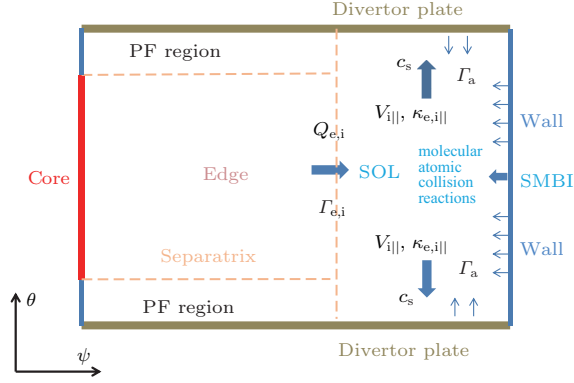


图2 (网刊彩色) 托卡马克横截面在 BOUT++ 程序求解网格中的划分

Fig. 2. (color online) Different region of the tokamak cross section in mesh coordinate within BOUT++ code.

在等离子体芯部和边缘区域, 求解变量  $N_m$ ,  $N_a$ ,  $V_{xm}$  和  $V_i$  时采用了梯度为零的 Neumann 边界条件, 而对于  $N_i$ ,  $T_i$ ,  $T_e$  在内边界给定的边界条件 (如图 1 中的红色实线) 是通量驱动边界条件, 具体边界条件设置如下:

$$\frac{\partial N_i}{\partial x} \Big|_{\text{core}} = -C_{N_i} \frac{N_0}{L_0^2 B_0}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial T_{e,i}}{\partial x} \Big|_{\text{core}} = -C_{T_{e,i}} \frac{T_0}{L_0^2 B_0}, \quad (9)$$

其中归一化参量  $N_0 = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $L_0 = 2.07 \text{ m}$ ,  $B_0 = 1.96 \text{ T}$  和  $T_0 = 10 \text{ eV}$  分别是芯部等离子体特征密度, 托卡马克 HL-2A 的大半径, 最大磁场强度和取自等离子体边缘区的参考等离子体温度. 无量纲系数  $C_{N_i}$  和  $C_{T_{e,i}}$  是输入系数, 本次模拟始终设置为  $C_{N_i} = 195$ ,  $C_{T_{e,i}} = 25100$ .

在特殊磁通区域的最内磁面边界处,  $N_i$ ,  $T_i$  和  $T_e$  所采用的是 Dirichlet 边界条件  $N_i|_{\text{pf}} = 0.1N_0$ ;  $T_e|_{\text{pf}} = T_i|_{\text{pf}} = T_0$ . 在 SOL 区和特殊磁通区最外磁面上,  $N_m$ ,  $V_{xm}$ ,  $V_i$  都采用了 Neumann 边界条件,  $T_i$  和  $T_e$  采用了与特殊磁通区域相同的 Dirichlet 边界条件,  $N_i$  和  $N_a$  则采用了粒子再循环边界条件, 具体设置如下:

$$\frac{\partial \ln(N_i)}{\partial x} \Big|_{\text{wall}} = -\frac{1}{\sqrt{g^{11}} L_{N_i}^w}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \ln(N_a)}{\partial x} \Big|_{\text{wall}} = \frac{\Gamma_a^w}{\sqrt{g^{11}} D_{\perp a}^c}, \quad (11)$$

其中输入参数  $L_{N_i}^w$  表示器壁处等离子体密度梯度长度, 本次模拟设置  $L_{N_i}^w = 5 \text{ cm}$ .  $\sqrt{g^{11}} = RB_\theta$  是坐标变换系数. 器壁处再循环到等离子体中的中性原子的通量为  $\Gamma_a^w = R_{\text{cyc}} \Gamma_a^w = R_{\text{cyc}} D_{\perp a}^c N_i / L_{N_i}^w$ , 其中再循环系数设置为  $R_{\text{cyc}} = 1.0$ .

在偏滤器靶板上, 本文采用了静电鞘层 (如方程 (12)–(15)) 和粒子再循环边界条件 (如方程 (15)):

$$V_{//i}|_{\theta=0} = -c_{se}|_{\theta=0}; \quad V_{//i}|_{\theta=2\pi} = c_{se}|_{\theta=2\pi}, \quad (12)$$

$$\nabla_{//} N_i|_{\theta=0} = 0; \quad \nabla_{//} N_i|_{\theta=2\pi} = 0, \quad (13)$$

$$\nabla_{//} T_{e,i}|_{\theta=0} = Q_{e,i}^d / (k \kappa_{//e,i}^c)|_{\theta=0};$$

$$\nabla_{//} T_{e,i}|_{\theta=2\pi} = -Q_{e,i}^d / (k \kappa_{//e,i}^c)|_{\theta=2\pi}, \quad (14)$$

$$\nabla_{//} N_a|_{\theta=0} = -\Gamma_a^d / D_{//a}^c|_{\theta=0};$$

$$\nabla_{//} N_a|_{\theta=2\pi} = \Gamma_a^d / D_{//a}^c|_{\theta=2\pi}, \quad (15)$$

其中等离子体声速  $c_{se} = \sqrt{k(T_i + T_e)/M_i}$ ;  $Q_{e,i}^d$  和  $\Gamma_a^d$  分别为打到偏滤器靶板上的等离子体热通量和粒子通量;  $\Gamma_a^d = R_{\text{cyc}} \Gamma_a^d$  是从偏滤器靶板上再循环的原子粒子通量.

最后, 在二维数值模拟中, 超声分子束注入采用了局域恒定的分子通量边界条件. 为了避免所加的边界条件导致分子密度在极向存在很大的梯度和不必要的数值不稳定性, 因此设定了沿极向呈 e 指数分布的通量边界条件:

$$N_m|_{\text{edge}} = N_{m0} \exp(-(\theta - \theta_{1/2})^2 (w_\theta/a)^2) \quad (\theta_0 \leq \theta \leq \theta_1), \quad (16)$$

$$V_{xm}|_{\text{edge}} = V_{xm0} \exp(-(\theta - \theta_{1/2})^2 (w_\theta/a)^2) \quad (\theta_0 \leq \theta \leq \theta_1), \quad (17)$$

其中, 加料分子源的极向角中心位于  $\theta_{1/2} = (\theta_0 + \theta_1)/2 = 0.6 \times 2\pi \text{ rad}$ ,  $a = 40 \text{ cm}$  是托卡马克小半径,  $w_\theta$  是超声分子束注入在最外磁面上的极向长度,  $W_y = w_\theta / (2\pi a)$  是超声分子束注入在最外磁面上的归一化极向长度,  $V_{xm0} = -800 \text{ m/s}$  是注入速度. 为了研究 SMB 注入密度和注入宽度对注入深度的影响, 本文在固定分子注入率 ( $N_{m0} \times V_{xm0} \times w_\theta = \text{const}$ ) 和注入速度 ( $V_{xm0} = \text{const}$ ) 的情况下, 组合扫描了 5 组 ( $N_{m0}, w_\theta$ ) 参数.

### 4 模拟结果

本文模拟了不同的SMBI对HL-2A装置加料深度的影响. 模拟中保持超声分子束注入率  $N_{m0} \times V_{xm0} \times w_\theta$  和分子注入群速度  $V_{xm0}$  恒定. 在恒定注入通量的情况下, 通过改变超声分子

束注入密度和宽度来研究SMBI的加料深度. 本文模拟了五种不同的注入密度  $N_m$  和注入宽度  $W_y$  组合: 1)  $N_{m0} = 0.125N_0, w_\theta = 0.400$ ; 2)  $N_{m0} = 0.250N_0, w_\theta = 0.200$ ; 3)  $N_{m0} = 0.500N_0, w_\theta = 0.100$ ; 4)  $N_{m0} = 1.000N_0, w_\theta = 0.050$ ; 5)  $N_{m0} = 2.000N_0, w_\theta = 0.025$ . 持续时间约1 ms的SMB脉冲作用在如图3所示的稳态等离子体上.

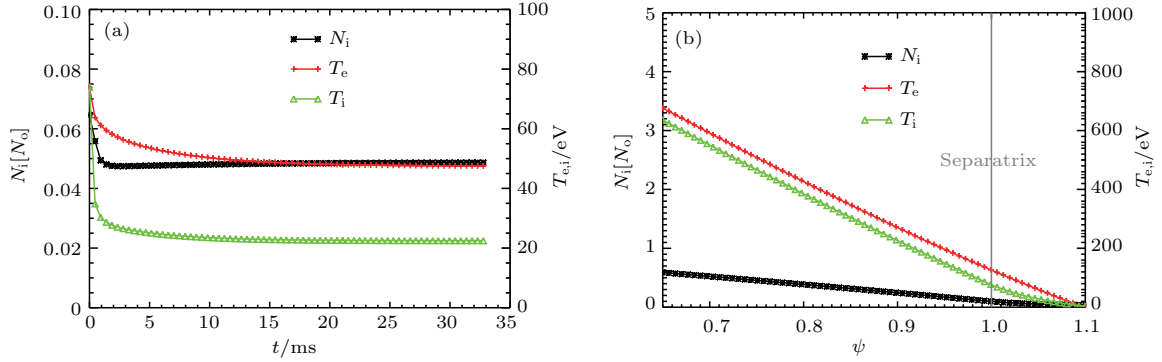


图3 (网刊彩色) (a) 加料通道上径向位置处等离子体参数时间演化; (b) 加料通道上的稳态等离子体径向剖面  
Fig. 3. (color online) (a) The temporal evolutions of plasma parameters along the fueling path; (b) the steady radial plasma profiles along the fueling path.

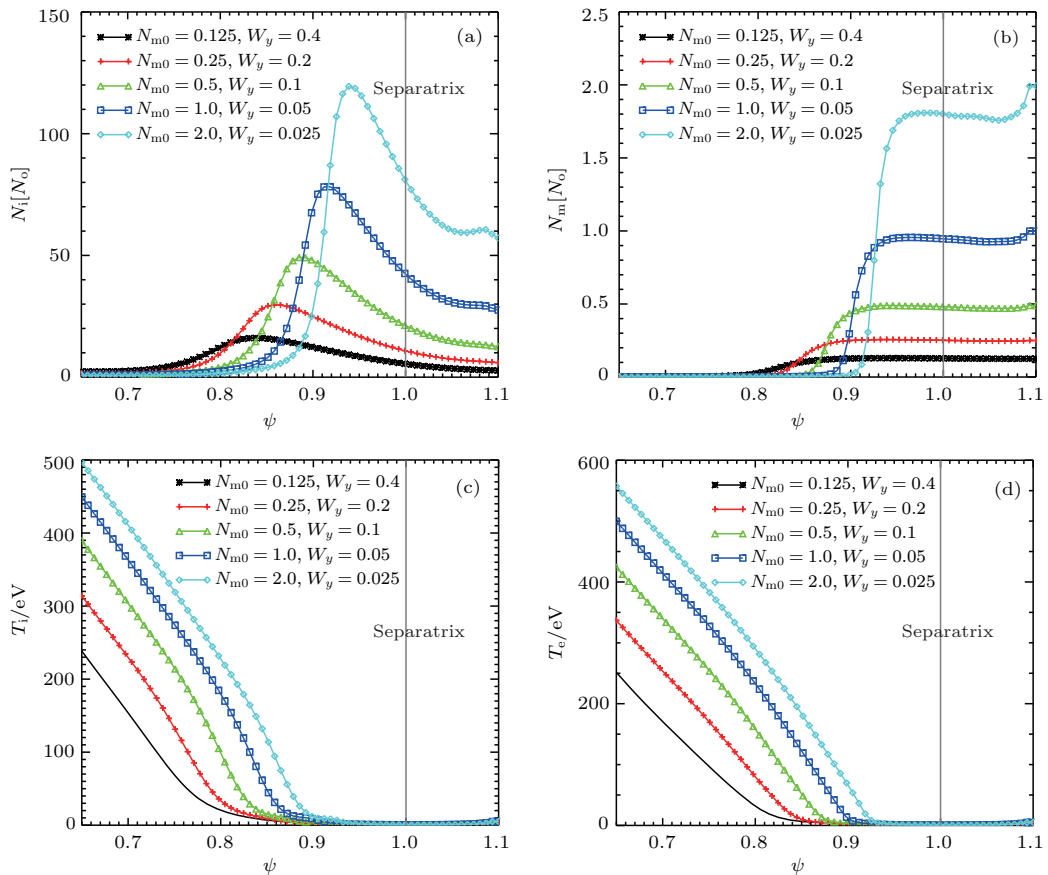


图4 (网刊彩色) 不同注入密度  $N_{m0}$  和宽度  $w_\theta$  组合下, 在  $t = 0.3$  ms,  $\psi = 1.03$  时 (a) 离子体密度  $N_i$ , (b) 分子密度  $N_m$ , (c) 离子温度  $T_i$  和 (d) 电子温度  $T_e$  沿加料通道径向剖面  
Fig. 4. (color online) The radial profiles of (a) ion density  $N_i$ , (b) molecule density  $N_m$ , (c) ion temperature  $T_i$ , and (d) electron temperature  $T_e$  along the fueling path at  $t = 0.3$  ms and  $\psi = 1.03$  with different combinations of injection density  $N_{m0}$  and injection width  $w_\theta$ .

### 4.1 径向剖面

在注入速度一定的情况下, 恒定通量的分子注入发散角越小, 分子注入深度越浅. 由图 4 可知, 当注入分子束密度成倍增大, 而注入宽度成倍减小时, SMBI 的注入深度会逐渐变浅, 同时注入到内部的离子密度  $N_i$  也会有所不同 (图 4 (a)); 随分子束密度的增大和注入宽度的减小, SMBI 的波前就会变浅, 等离子体边界附近区域的分子密度也会增加 (图 4 (b)); 在分子束到达的区域内, 离子温度和电子温度都会很大程度的降低, 相同注入条件下, 电子温度较离子温度降低的要慢一些 (图 4 (c) 和图 4 (d)). 因此在 SMBI 加料时, 相对较小的分子束密度和较大的注入宽度, 会获得更加理想的注入深度和加料效率.

### 4.2 极向剖面

当注入分子密度成倍增加、注入宽度成倍减小时, 离子密度的分布趋势与注入分子密度的分布趋势相似 (图 5): 注入分子束密度越大, 离子密度和分子密度就越大; 注入宽度越大, 离子和分子在极向的分布越宽. 等离子体密度峰和分子束波前在径向上的传播步调是一致的 (图 5 (a) 和图 5 (b)). 这是由于分子分解成原子后, 原子在传播较长的距离之前就电离了. 随着注入分子束密度的增大和宽度的减小, 离子和电子温度阱的宽度越窄, 深度越深. 这说明注入宽度变窄将导致分子分解和原子电离趋向局域化 (图 5 (c) 和图 5 (d)). 由于在 SMBI 注入过程中, 分子束注入区域内分子的解离、原子的电离以及波束中粒子与背景等离子体碰撞, 都会

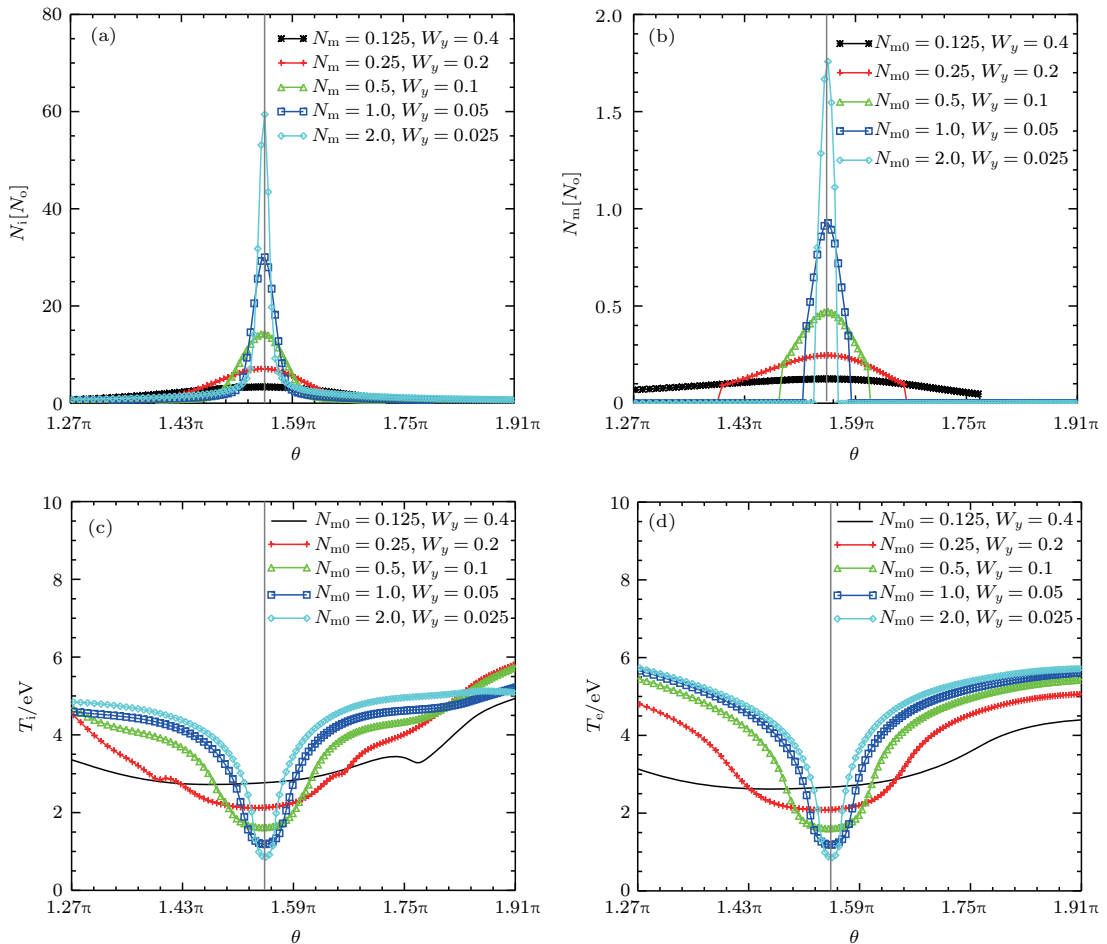


图 5 (网刊彩色) 不同注入密度  $N_{m0}$  和宽度  $w_\theta$  组合下, 在  $t = 0.3$  ms,  $\psi = 1.03$  时 (a) 离子密度  $N_i$ , (b) 分子密度  $N_m$ , (c) 离子温度  $T_i$  和 (d) 电子温度  $T_e$  的极向剖面

Fig. 5. (color online) The poloidal profiles of (a) ion density  $N_i$ , (b) molecule density  $N_m$ , (c) ion temperature  $T_i$ , and (d) electron temperature  $T_e$  at  $t = 0.3$  ms and  $\psi = 1.03$  with different combinations of injection density  $N_{m0}$  and injection width  $w_\theta$ .

消耗等离子体中离子和电子的能量, 使离子和电子温度降低. 总之, 角向局域化的分子束使得局域等离子体密度增长和等离子体温度下降.

### 4.3 分子密度时空演化

模拟结果表明, 在 SMBI 加料的初始阶段, 在极短的时间内分子束能够进入装置较深的位置

(图 6), 接着会出现快速反弹的过程. 反弹后的分子束, 会继续向装置内传播. 经过一段时间以后, 分子束到达某一最大注入深度, 然后分子束的波前会缓慢向装置边缘移动. 在相对较小的注入密度和较大的注入宽度的情况下, 分子束的波前能够达到装置内更深的位置, 并能够在装置停留更长的时间(图 6(a)). 相反, 随着注入分子束密度的增大和注入宽度的减小, 分子束程度能够进入装置的深度就

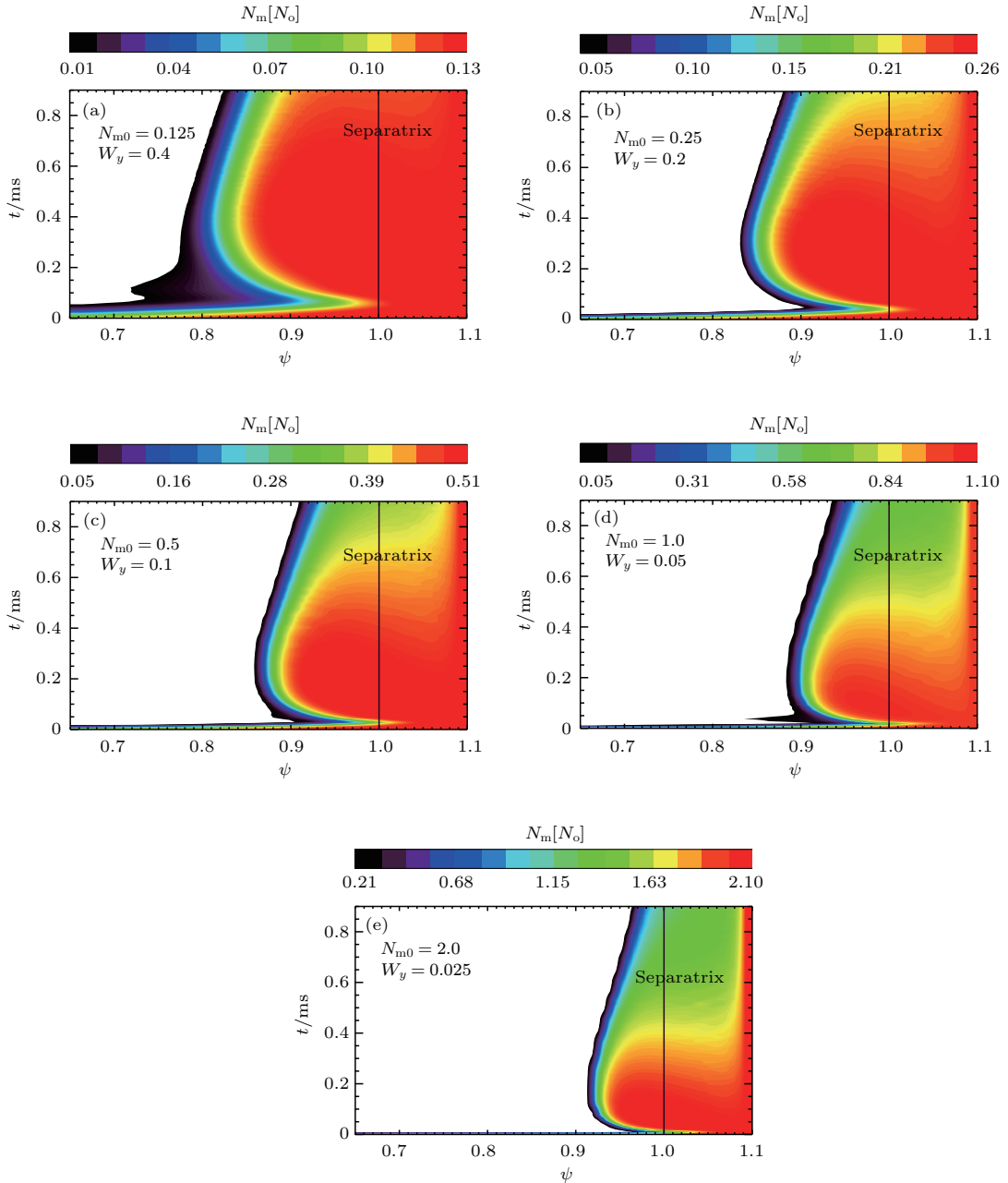


图 6 (网刊彩色) 不同注入密度  $N_{m0}$  和宽度  $w_\theta$  组合情况下沿加料通道的分子密度  $N_m$  的时空演化. 在注入速度一定的情况下, 恒定通量的分子注入发散角越小, 分子注入深度越浅.

Fig. 6. (color online) The temporal and spatial evolution of the molecule density  $N_m$  along the fueling path with different combinations of injection density  $N_{m0}$  and injection width  $w_\theta$ . The smaller divergence angle leads to the shallower penetration depth of molecules with the constant injection velocity and injection flux.



越浅,且在装置内滞留时间较短.模拟结果表明 SMBI 注入过程中分子密度最大值总是大于注入分子密度  $N_{m0}$ ,这说明分子在波前存在堆积效应.波前传播动态物理图像显示:1)开始时,分子还没来得及分解,波前就可以直达芯部;2)接着氢分子开始分解,但分解率偏小,氢分子来不及全部分解,于是分子在波前堆积且波前向内传播;3)随着离子密度的增强,分解率进一步增强,分子堆积作用减弱,分子束波前向内传播的速度减小;4)当全局分解率

$\int S_{diss}dV$ 与 SMBI 注入率  $N_{m0} \times V_{xm0} \times w_{\theta}|_{edge}$  相等时,波前不会立即向外传播,而是全局分解率进一步加强,消耗堆积的分子.当堆积的分子被完全消耗时,全局分解率大于 SMBI 的注入率,波前开始向外传播.

#### 4.4 分子分解率的时空演化

对分子分解率的研究表明(图7),分子的分解主要发生在超声分子束 SMB 波前到达的区域内.

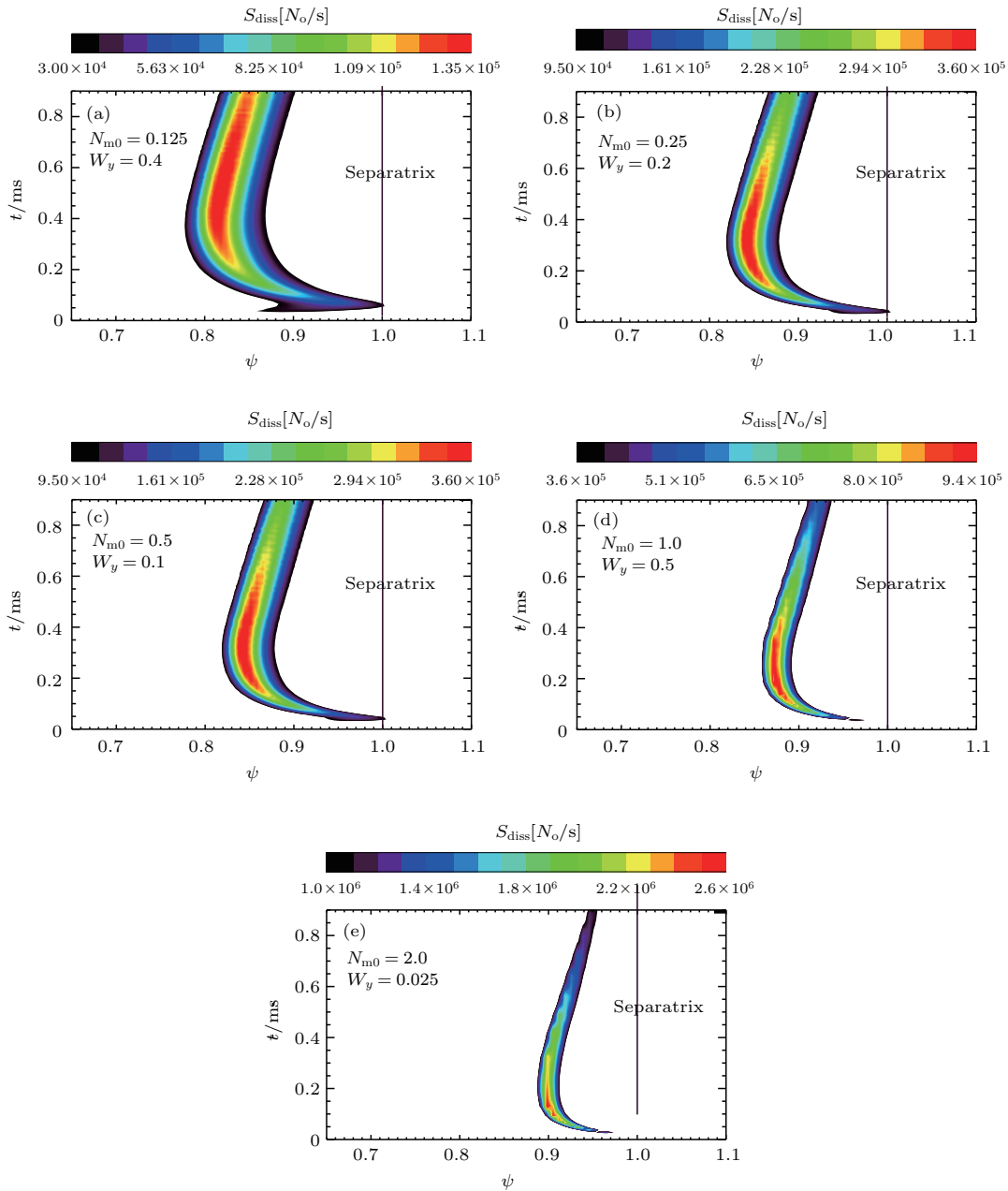


图7 (网刊彩色)不同注入密度  $N_{m0}$  和宽度  $w_{\theta}$  组合下沿加料通道的分子分解率  $S_{diss}$  的时空演化

Fig. 7. (color online) The temporal and spatial evolutions of the molecular dissociation rate  $S_{diss}$  along the fueling path with different combinations of injection density  $N_{m0}$  and injection width  $w_{\theta}$ .

随注入分子束宽度的增加和注入密度的减小, 分子发生分解的区域就会越大, 但分解率的峰值会变小. 随分子束注入密度增加和注入宽度减小, 分解率达到峰值的时间就越短, 分子持续进行快速分解的时间会缩短. 但随分子束注入密度的增加和注入宽度的减小, 分子分解率随时间演化的趋势越来越接近. 结合图6和图7, 不难发现分子分解率直接限制了分子波前的径向传播. 我们可以给出这样的物理图像: 在注入速度一定的情况下, 恒定通量的

分子注入发散角越小, 分子分解率越局域化, 反之则越弥散化; 随着分解区局域化程度的增加, 相应的等离子体密度局域化增长, 这促进了分子分解率的增长, 使得全局分子分解率在更短的时间内达到SMBI注入率水平. 总之, 分子分解区局域化抑制全局分解率的增长并导致分子分解率加速增长, 这又会促进全局分解率的增长, 使得在注入速度一定的情况下, 恒定通量的分子注入发散角越小, 分子注入深度越浅.

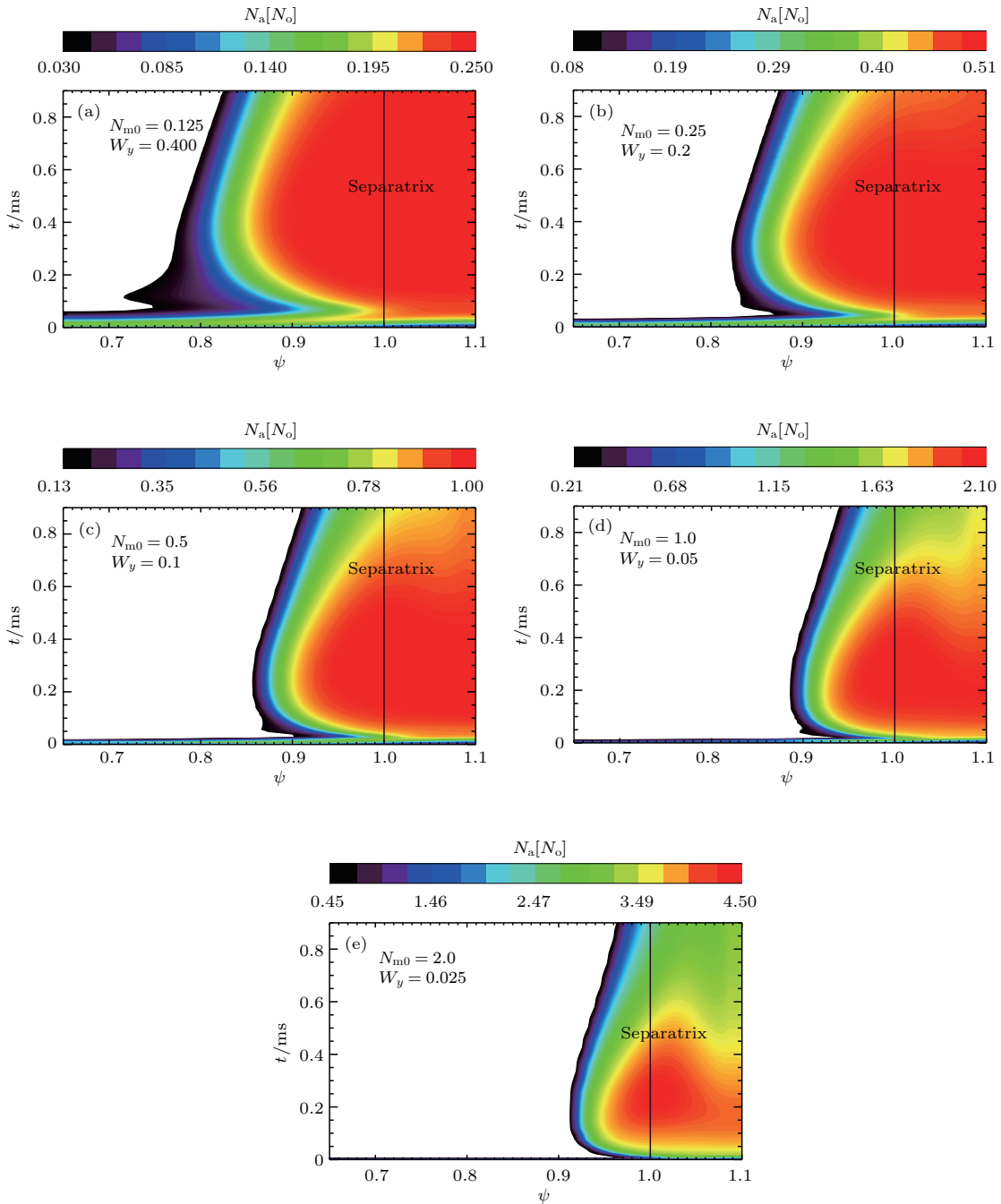


图8 (网刊彩色) 不同注入密度  $N_{m0}$  和宽度  $w_\theta$  组合下沿加料通道的原子密度  $N_a$  的时空演化

Fig. 8. (color online) The temporal and spatial evolutions of the atomic density  $N_a$  along the fueling path with different combinations of injection density  $N_{m0}$  and injection width  $w_\theta$ .

#### 4.5 原子密度的时空演化

在 SMBI 加料的过程中, 原子密度的演化表现出与分子密度的演化相似的行为(图 8). 进入等离子体内部的分子在装置内部与等离子体充分作用后, 解离生成原子, 使得原子的密度在分子比较密集的区域增长较快, 形成较高的原子密度区域. 因此, 在分子束密度较高的区域内, 原子密度也会随之增加. 这是由于分子的分解区和原子的电离区在时空中极其接近.

### 5 总结与讨论

本文基于 HL-2A 托卡马克装置的真实磁场位形, 应用 BOUT++ 的子程序模块 trans-neut, 研究了不同 SMBI 密度  $N_{m0}$  和宽度对  $w_\theta$  加料深度和加料效率的影响, 特别强调只包含了特定的分子束速度或温度. 模拟结果表明:

1) 密度较小、宽度较大的超声分子束能够实现较大的注入深度, 反之, 超声分子束的注入深度会降低;

2) 在较小的注入密度和较大的注入宽度情况下, 超声分子束波前能够在等离子体内部较深位置持续更长的时间; 随注入密度的增大和注入宽度的减小, 超声分子束能够进入等离子体的深度不但变浅, 而且波前持续停留在等离子体内部的时间也会缩短;

3) 在注入分子束密度较小, 注入宽度较大时, 原子密度波前也具有较深注入径向位置和较长的持续时间; 同时, 分子的解离率在此时也具有较大的时空范围; 相反, 当注入分子束密度较大, 注入宽度较小时, 分子的解离率只有较窄的时空分布.

一方面, 全局分解率和 SMBI 注入率的相互竞争是分子波前径向传播的原因. 分子分解区局域化抑制全局分解率的增长, 而分解局域化引发局域分解率加速增长, 这又会促进全局分解率的增长, 因此导致在注入速度一定的情况下, 恒定通量的分子注入发散角越小, 分子注入深度越浅. 另一方面, 在较大注入宽度和较小注入密度情况下, 氢分子束中的分子能够更加充分地背景等离子体发生作用而分解或电离, 消耗背景等离子体的能量, 从而降低背景等离子体的温度, 这时进入等离子体内部的超声分子束中未分解的中性分子与背景等离子

体的碰撞频率减弱, 分子束速率衰减变慢, 使得超声分子束能够注入等离子体中更深的位置.

为了增加模拟结果的可信度, 本文模拟了另外一种 SMBI 的注入速度 ( $V_{xm0} = -1000$  m/s) 在相同的 5 组 ( $N_{m0}$ ,  $w_\theta$ ) 参数情况下的加料深度情况. 模拟结果给出了与  $V_{xm0} = -800$  m/s 时相似的结论, 即在注入速度一定的情况下, 恒定通量的分子注入发散角越小, 分子注入深度越浅.

通过本文的研究可以看到, 当超声分子束具有较大的注入深度时, 注入的分子能够在更广泛的时空范围内分解形成原子, 进而发生电离, 这有利于超声分子束提高加料的效率. 为了获得更大的注入深度, 还需要对注入的超声分子束 SMBI 本身的参数进行更加详细和系统的研究, 同时还需要在物理模型中考虑更多的物理效应, 这些都将在我们未来的工作中继续开展.

#### 参考文献

- [1] Sajjad S, Gao X, Ling B, Bhatti S H, Ang T 2009 *Phys. Lett. A* **373** 1133
- [2] Baylor L R, Jernigan T C, Combs S K, Houlberg W A, Owen L W, Rasmussen D A, Maruyama S, Parks P B 2000 *Phys. Plasmas* **7** 1878
- [3] Yao L H, Zhao D W, Feng B B, Chen C Y, Zhou Y, Han X Y, Li Y G, Jerome B, Duan X R 2010 *Plasma Sci. Technol.* **12** 529
- [4] Yu D L, Chen C Y, Yao L H, Dong J Q, Feng B B, Zhou Y, Shi Z B, Zhou J, Han X Y, Zhong W L, Cui C H, Huang Y, Cao Z, Liu Y, Yan L W, Yang Q W, Duan X R, Liu Y 2012 *Nucl. Fusion* **52** 082001
- [5] Xiao W W, Diamond P H, Zou X L, Dong J Q, Ding X T, Yao L H, Feng B B, Chen C Y, Zhong W L, Xu M 2012 *Nucl. Fusion* **52** 114027
- [6] Ma Q, Yu D L, Chen C Y, Wei Y L, Zhong W L, Zou X L, Zuo H Y, Du J L, Liu L, Dong C F, Shi Z B, Zhao K J, Feng B B, Zhou Y, Wang Z H, Xu M, Liu Y, Yan L W, Yang Q W, Yao L H, Ding X T, Dong J Q, Duan X R, Liu Y, HL-2A Team 2016 *Nucl. Fusion* **56** 126008
- [7] Huang D W, Chen Z Y, Tong R H, Yan W, Wang S Y, Wei Y N, Ma T K, Dai A J, Wang X L, Jiang Z H, Yang Z J, Zhuang G, Pan Y, J-TEXT Team 2017 *Plasma Phys. Contr. Fusion* **59** 085002
- [8] Sun H J, Ding X T, Yao L H, Feng B B, Liu Z T, Duan X R, Yang Q W 2010 *Plasma Phys. Contr. F.* **52** 045003
- [9] Braams B J 1996 *Contrib. Plasma Phys.* **36** 276
- [10] Vold E L, Najmabadi F, Conn R W 1992 *Nucl. Fusion* **32** 1433
- [11] Rognien T D, Braams B J, Knoll D A 1996 *Contrib. Plasma Phys.* **36** 105

- [12] Rognlien T D, Ryutov D D, Mattor N, Porter G D 1999 *Phys. Plasmas* **6** 1851
- [13] Dudson B D, Umansky M V, Xu X Q, Snyder P B, Wilson H R 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 1467
- [14] Xu X Q, Umansky M V, Dudson B, Snyder R B 2008 *Commun. Comput. Phys.* **4** 949
- [15] Umansky M V, Xu X Q, Dudson B, Lodestro L L, Myra J R 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 887
- [16] Landman I S, Janeschitz G 2007 *J. Nucl. Mater.* **363** 1061
- [17] Wang Z H, Xu X Q, Xia T Y, Rognlien T D 2014 *Nucl. Fusion* **54** 043019
- [18] Wang Y H, Guo W F, Wang Z H, Ren Q L, Sun A P, Xu M, Wang A K, Xiang N 2016 *Chin. Phys. B* **25** 106601
- [19] Zhou Y L, Wang Z H, Xu X Q, Li H D, Feng H, Sun W G 2015 *Phys. Plasmas* **22** 012503
- [20] Zhou Y L, Wang Z H, Xu M, Wang Q, Nie L, Feng H, Sun W G 2016 *Chin. Phys. B* **25** 095201
- [21] Wu X K, Li H D, Wang Z H, Feng H, Zhou Y L 2017 *Chin. Phys. B* **26** 065201
- [22] Shi Y F, Wang Z H, Ren Q L, Sun A P, Yu D L, Guo W F, Xu M 2017 *Chin. Phys. B* **26** 055201

# Effects of width and density of supersonic molecule beam on penetration depth of tokamak\*

Wu Xue-Ke<sup>1)</sup> Sun Xiao-Qin<sup>1)</sup> Liu Yin-Xue<sup>1)</sup> Li Hui-Dong<sup>1)†</sup> Zhou Yu-Lin<sup>2)</sup>  
Wang Zhan-Hui<sup>1)2)‡</sup> Feng Hao<sup>1)</sup>

1) (School of Sciences, Xihua University, Chengdu 610039, China)

2) (Southwestern Institute of Physics, Chengdu 610041, China)

( Received 20 March 2017; revised manuscript received 18 June 2017 )

## Abstract

The penetration depth and the fueling efficiency of the supersonic molecular beam injection (SMBI) are affected by both the intrinsic parameters of the SMBI and the parameters of background plasma. The purpose of the present paper is to explore the possible methods of improving the fueling efficiency of SMBI by varying the beam parameters.

The penetration depths and the transport processes of SMBI with different beam densities and different beam widths are studied using the trans-neut module of the three-dimensional (3D) edge turbulence simulation code BOUT++. In our present study, the number of the injected molecules per unit time the injection speed and the injected flux are kept constant throughout the SMB fueling process, but the beam density and beam width are adjusted. The simulation is based on the real magnetic configuration of the HL-2A tokamak.

Our results indicate that the deeper injection depth can be obtained with a supersonic molecular beam (SMB) with smaller density and larger width. However, the injection depth decreases when the beam density or the beam width increases. The residence time of the beam front can be lengthened by increasing the beam density and widening the beam width. If the beam density increases or the beam width enlarges, not only the injection depth decreases, but also the residence time shortens. The front of the atom density exhibits the behaviors analogous to that of the SMB, namely, both its depth and its residence time decreases with beam density increasing and beam width decreasing. At the same time, the dissociation rate has a larger range in the spatiotemporal coordinate. The global growth of dissociation rate is inhibited by the molecular dissociation localization. However, the localization of the molecular dissociation accelerates the local growth of the dissociation rate, and the global growth of the molecular dissociation rate is promoted. When the promoting effect is dominant, under the condition of constant flux and fixed injection speed, the smaller molecular injection width will lead to the shallower molecular penetration depth.

The simulation results suggest that if we attempt to promote the fueling efficiency and to increase the injection depth of SMBI, we should utilize the SMBI with a smaller density and larger beam width. Of course, the concrete influences of the SMBI on injection depth and fueling efficiency should be studied further by varying other relevant parameters of the SMB and the background plasma.

**Keywords:** Tokamak, plasma fueling, supersonic molecule beam injection, penetration depth

**PACS:** 52.25.Fi, 52.25.Ya

**DOI:** 10.7498/aps.66.195201

\* Project supported by the National Natural Science Fund for Young Scientists of China (Grant No. 11605143), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11575055), the National ITER Program of China (Contract No. 2014GB113000), China National Magnetic Confinement Fusion Science Program (Grant No. 2013GB107001), and the Open Research Subject of Key Laboratory of Advanced Computation in Xihua University, China (Grant Nos. szjj2017-011, szjj2017-012).

† Corresponding author. E-mail: [huidongli@mail.xhu.edu.cn](mailto:huidongli@mail.xhu.edu.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [zhwang@swip.ac.cn](mailto:zhwang@swip.ac.cn)