

超声分子束在 HL-1M 托卡马克 等离子体中的消融和穿透*

焦一鸣^{1,2)} 周 艳^{1,2)} 姚良骅²⁾ 董家齐²⁾

¹⁾ 电子科技大学光电信息学院, 成都 610054)

²⁾ 核工业西南物理研究院, 成都 610041)

(2003 年 4 月 1 日收到, 2003 年 6 月 9 日收到修改稿)

讨论并研究了超声分子束在托卡马克等离子体中的消融和穿透问题, 其中包括了分子束的绝热膨胀、团簇的形成和解离, 束的静电屏蔽效应和冷通道效应. 研究表明, 在考虑了这些效应以后数值得到的结果与实验结果相近. 这些研究对于更好地理解超声分子束与等离子体的相互作用和优化设计加料系统有一定作用.

关键词: 超声分子束, 加料, 托卡马克等离子体, 消融和穿透

PACC: 5240, 5255G, 3640

1. 引 言

超声分子束注入技术是近年来由 HL-1M 运行小组提出的一种新型送料方法^[1-3], 并在国际聚变界引起了广泛的关注. 热核等离子体燃料循环所要讨论的一个重要问题便是如何将燃料粒子送入等离子体中. 这些粒子必须足够地快和稠密以便能够穿透到等离子体芯部区域. 通过 Laval 喷嘴射出的高压气体能够形成超声分子束流. 作为一种加料手段, 这种超声分子束具有许多优点, 其高的加料效率、高的密度极限和改善的能量约束使得其在工程和物理两方面都具有吸引力, 能够用于等离子体加料.

2. Laval 喷嘴与超声分子束的绝热膨胀

HL-1M 装置上使用的 Laval 喷嘴实际上是一个自由喷射系统^[2]. 图 1 给出了由腔内外压强驱动的通过 Laval 喷嘴绝热膨胀得到的超声分子束结构示意图. 束的膨胀是由压力梯度驱动的特征时间短于扩散时间的非平衡过程. 这一过程可以用理想的热力学理论来分析. 腔内处于混沌状态的气体(P_0 , T_0) 在腔内外压差($P_0 - P_b$) 的驱动下向外等熵膨胀产生超声速的分子束流(P_b , T_b). 粒子束通过 Laval

喷嘴后发生扇形绝热膨胀形成无激波的等熵区, 前方是圆盘形的马赫激波区(Mach disk shock), 周边是桶形激波区(barrel shock). 由于激波区具有很大的密度梯度, 利用散射技术可以观测到. 无激波的等熵区域马赫数 $Ma_s = \frac{v_b}{c_s} \gg 1$ (这里 v_b 为分子束的速度,

$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k T_0}{m}}$ 为喷嘴处的声速, γ 为气体的定压比热 c_p 与定容比热 c_v 的比值, 单原子分子气体 $\gamma = \frac{5}{3}$, 双原子分子气体 $\gamma = \frac{7}{5}$), 其长度为

$$\chi_M = 0.67 (P_0/P_b)^{1/2} d, \quad (1)$$

式中 d 为喷嘴喉部直径. 压强比越大, 稳态区就越长. 出于对分子束穿透性的要求希望有较长的稳态区, 因为前方出现的马赫激波将对分子束起消散作用. 实验测得的超声分子束绝热膨胀产生的稳态区的直径大约在马赫圆盘直径 $0.5\chi_M$ 和桶形激波直径 $0.75\chi_M$ 之间. 在 HL-1M 实验中, $d \approx 0.1$ mm, $P_0 \approx 1.0 \times 10^6$ Pa, $P_b \approx 1 \times 10^{-2}$ Pa, 稳态区域长约 67 cm, 远大于等离子体的小半径 (26 cm). 利用公式 $\theta_{1/2} = \frac{0.84d}{l}$ 可以估算束的发散角, 式中的 l 为喷嘴长度. 在 HL-1M 情形中, Laval 喷嘴距等离子体边缘 37 cm, 分子束绝热膨胀后进入等离子体, 其发散角约

* 国家自然科学基金(批准号: 10075016, 10135020)资助的课题.

为 $3^\circ\text{--}5^\circ$. CCD 成像测量^[4]得到的束斑区域的直径约为 6 cm,测得的束斑是分子束消融和膨胀的结果.通过喷嘴后,束流的绝热膨胀主要发生在距喷嘴数厘米的区域(见图 1),对于准直未消融前的分子束其直径为喷嘴口径的 10—100 倍.

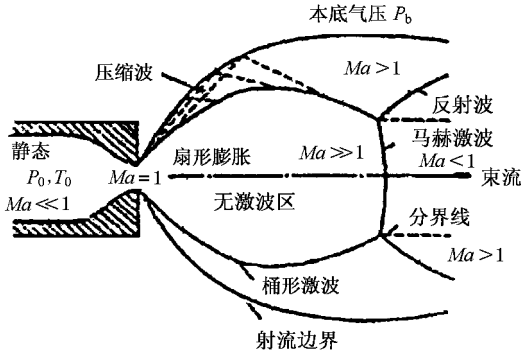


图 1 超声分子束结构示意图

根据对自由射流密度分布的实验测量^[5,6],沿束轴线密度保持为常数,粒子密度随距束轴的距离呈抛物线形或高斯形下降.在模拟中我们取为如下形式:

$$n_b = n_0 [1 - (z/r_b)^\alpha], \quad (2)$$

式中 n_0 为喷嘴处密度, r_b 为分子束的半径,常数 α 取决于喷嘴的形状和气源压强,数值上可由分子束的膨胀直径和出射的总粒子数给出.

氢的气源气体可以近似地认为是理想气体,由理想气体方程 $PV = N_{\text{mol}}RT$ 可以给出单位时间出射的总粒子数.方程中 N_{mol} 为摩尔数,粒子总数为 $N_A N_{\text{mol}}$, $N_A = 6.0221367 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ 为阿伏伽德罗常数, $R = 8.31451 \text{ J/mol}\cdot\text{K}$ 为理想气体常数, P , V 和 T 分别为压强、体积和温度.考虑单位时间出射的粒子,有

$$P_0 \pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 v_b = v_b RT_0 N_A^{-1} (1 - R_N)^{-1} \int_0^b 2\pi z n_b(z) dz, \quad (3)$$

式中 $0 < R_N < 1$ 代表分子的逃逸损失.这样可以得到分子束轴的密度,

$$n_0 = \frac{P_0 d^2 N_A (1 - R_N)}{8 RT_0 \int_0^b z (n_b/n_0) dz}. \quad (4)$$

随着腔内外压差($P_0 - P_b$)的增加,分子束的速度 v_b 存在一上限.通过了 Laval 喷嘴的气体发生膨胀并同时得到加速,随机热运动的粒子由随机运动方向向束的传播方向集中,本文中我们取分子束的

速度为束流的极限速度 $\left(\frac{2}{\gamma - 1}\right)^{1/2} c_s$.

3. 分子束屏蔽和消融的物理机制

分子束注入等离子体后将受到各种等离子体组分(热的和非热的电子和离子)的热流冲击,能量流平衡方程给出束的“蚀失”或“消融”.中性粒子离开分子束,被电离和加速,与靶丸情形类似,通常存在三种屏蔽机制:(1)高能等离子体粒子与冷的分子束粒子间的碰撞形成的气体动力学屏蔽.(2)由于分子束内部等离子体膨胀使得部分热流粒子沿磁力线损失形成磁屏蔽.(3)相对于热的本底等离子体,冷的分子束中负电荷的积累形成静电屏蔽.

3.1. 团簇的形成和解离

高压气体通过小孔绝热膨胀,将粒子随机的热能转化为平动能量,在过饱和状态中发生凝聚生成超声中性团簇.这是一种典型的由原子分子凝聚增长生成团簇的方法^[4-6].高压气体射流形成团簇的 Hagen 经验定标为

$$\Gamma^* = \frac{kd^{0.85} P_0}{T_0^{2.29}}. \quad (5)$$

由方程(5)可知,要增加团簇的密度可以通过降低源温度或增加源压强来实现.文献[5]的实验发现,气源气体在通过喷嘴之前若已是超饱和状态,则分子束中团簇聚合物可达到很高的密度.通常情况下 $\Gamma^* > 100$ 即可出现团簇.对于 H_2 有 $k = 184$,在 HL-1M 装置实验中参数为: $P_0 = 0.7 \text{ MPa}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $d = 0.01 \text{ cm}$,可得 $\Gamma^* = 127$.团簇内原子分子间的吸引主要是通过共价键和 van der Waals 力形成.由于团簇的出现,大颗粒分子团的消融,解离和电离过程需要消耗更多的能量,从而延伸了注入深度.

3.2. 冷通道效应

在 HL-1M 装置改进后的超声分子束加料实验中,利用 CCD 成像技术发现存在注入的“冷通道效应”^[3,4].由于绝热膨胀,分子束的温度急剧下降,类似于靶丸周围冷的消融云,在分子束周围也存在一个包含了大量中性粒子的低温等离子体区域,这一区域的温度要比局部的本底等离子体温度低一个数量级.由于边缘区域等离子体密度和温度较低,大量的冷粒子不易电离,“冷通道效应”在托卡马克等离子体边缘特别突出,随着分子束向等离子体中心传

播逐渐减弱. 热的等离子体流与冷的分子束粒子发生弹性背散射和非弹性散射, 在束的表面产生了一个“湍流”区域. 这是气体动力学描述的“自屏蔽”效应, 其作用是阻止部分等离子体热流进入和部分束粒子离开. 在稳态情形下, 路径上存在的这种极低温 ($T_b < 300\text{K}$) 的区域将增加束在等离子体中的穿透深度. 与这一机制相关的屏蔽效应可能使消融率减少 20%.

3.3. 静电屏蔽效应

Parks 等^[7]的研究表明, 在聚变条件下, $n_e \approx 10^{14} \text{cm}^{-3}$, $T_e \approx 10 \text{keV}$, 低温度高密度的冷云边缘的等离子体鞘层电位约为几十伏特. 对于 10 keV 的热电子流, 在边缘的静电场中没有明显的慢化过程, 鞘层可以忽略. 但是在较低的等离子体温度下, $T_e < 1 \text{keV}$, 并且入射电子几乎在分子束区域消耗所有能量时静电屏蔽效应要加以考虑. 文献 [8] 提出了一种静电双层模型. 研究表明, 在低的等离子体温度和高的束密度下, 最大的鞘层电位可达 $(1.8-2.0)T_e$, 入射电子流可减少到无鞘层时的 1/7, 分子束的穿透深度可增加 7 倍. 作为近似, 我们在电子的能流 q_∞ 上增加一个因子 $(1 - R_q)$, 用 $0 < R_q < 1$ 代表静电鞘层和分子束边缘动力学湍流对入射电子流的作用.

4. 分子束消融和穿透的数值模型

束的消融主要来自于等离子体中的高能电子流, 其作用比离子大一个数量级, 因而离子的作用可以忽略. 超声分子束由托卡马克等离子体边缘注入. 随着束向等离子体芯部传播, 由于等离子体密度和温度向内迅速增加, 束的消融速度增加. 在低于 4 eV 的区域, 电子主要被束分子弹射. 在 $4 \text{eV} < T_e < 10 \text{eV}$ 的区域, 主要是团簇和分子的解离. 解离后的束分子和原子向四面八方运动, 具有几个 eV 的能量, 由于托卡马克等离子体边缘密度不高, 这一过程可以忽略. 在 $10 \text{eV} < T_e < 100 \text{eV}$ 区域, 分子束的电离是主要过程, 团簇和分子有很大的解离截面, 解离后的分子和原子透入等离子体, 可以与等离子体离子发生电荷交换或电离.

超声分子束具有非常高的流密度 ($n_b = 10^{15} - 10^{18} \text{cm}^{-3}$), 这一密度远高于等离子体的电子密度 ($n_e = 10^{12} - 10^{14} \text{cm}^{-3}$), 因而不能用喷气加料 (gas puffing) 的单粒子模型来描述. 文献 [9] 提出了一种

简单的模型, 可以用来估计束的穿透深度和消融密度分布, 但这一模型忽略了一些物理机制. 本文利用了 Miles 等^[10]给出的电子损失函数, 数值模拟得到的结果与实验结果相近.

在远离分子束的等离子体中, 假设等离子体电子是麦克斯韦分布, 具有温度 T_e 和密度 n_e . 作为一种近似, 我们利用单一能量 $E_\infty = 2kT_e$ 的电子流来等价地替换等离子体热电子流. 等离子体电子通量可表示为 $q_\infty = \frac{n_e v_\infty}{4} E_\infty$. 这些单一能量的电子进入分子束后, 通过与束粒子弹性和非弹性碰撞连续地损失能量直到与束粒子能量平衡. 随着热电子进入分子束, 其能量随距离的衰减可表示为

$$\frac{dE}{dz} = \frac{n_b I(E)}{\langle \cos \theta \rangle}, \quad (6)$$

式中, $\langle \cos \theta \rangle$ 是电子相对于磁场的平均箍缩角, 在各向同性情形近似为 1/2; n_b 是分子束的数密度; $I(E)$ 是与能量相关的电子损失函数. Miles 等^[10]广泛地研究了氢分子云的电子损失函数, 得到了分离激发、电离和相关过程的半经典的反应截面. $I(E)$ 中包含了各种非弹性碰撞反应截面. Miles 模拟得到了通用的表达式, $I(E)$ 可以精确到 20 eV.

$$I(E) = 8.62 \times 10^{-15} \left[\left(\frac{E}{100} \right)^{0.823} + \left(\frac{E}{60} \right)^{-0.125} + \left(\frac{E}{48.47} \right)^{-1.938} \right]^{-1} (\text{eV} \cdot \text{cm}^2). \quad (7)$$

能量为 E_∞ 的热电子在温度为 E_b , 密度为 n_b 的分子束中的穿透距离为

$$\Delta z = \frac{1}{2n_b} \int_{E_b}^{E_\infty} \frac{1}{I(E)} dE. \quad (8)$$

这里, 定义 $L_n = \left[\left(\frac{E}{100} \right)^{0.823} + \left(\frac{E}{60} \right)^{-0.125} + \left(\frac{E}{48.47} \right)^{-1.938} \right]^{-1}$, 图 2 给出了 L_n 随电子能量 E 的变化. $E_{\max} = 87.45 \text{eV}$ 附近的电子在氢分子束中的衰减达到最大, 然后随电子能量减小, 电子的能量损失

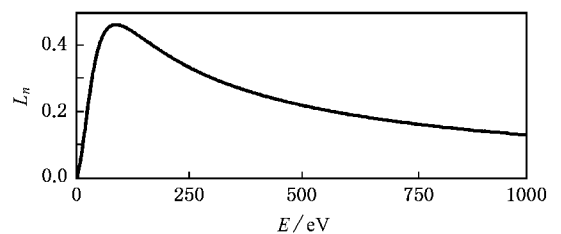


图 2 热电子在氢分子云中的能量损失

速度迅速变小.若初始电子能量 $E_\infty = 1 \text{ keV}$,分子束温度 $T_b = 300 \text{ K}$,束密度 $n_b = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$,则 Δz 约为 3.78 cm .若忽略小于 E_{max} 的电子能量,则 $\Delta z = 0.252 \text{ cm}$.可见入射热电子在分子束中的能量损失主要发生在分子束边缘的薄层中.作为一种近似,可以认为等离子体电子流对分子束流的“蚀失”是一层一层地进行的.同时必须考虑热电子流穿透分子束区域造成的能量损失.图 3 为这种模型的示意图.本文数值模拟分子束的消融和穿过程将按照这一思路进行.

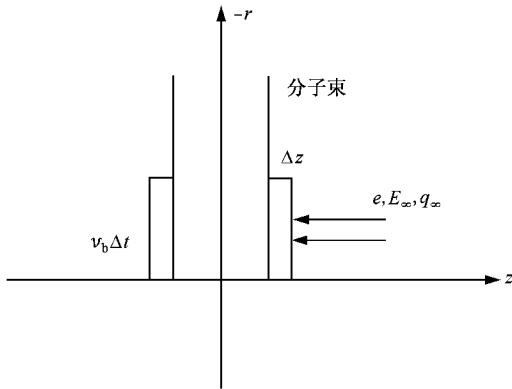


图 3 简单的束消融模型

对于固体靶丸,入射的热电子能量几乎全部沉积在了靶丸中,而分子束情形则会有部分的穿透.在本文讨论的情形中,分子束的密度有(2)式的分布,由(6)式积分可得

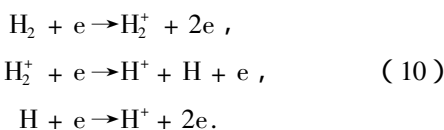
$$\int_{E'}^{E_\infty} \frac{1}{I(E)} dE = \int_{-r_b}^{r_b} 2n_b(z) dz, \quad (9)$$

式中 E' 为穿透分子束区域的热电子能量,若 $E' < 0$ 则表明热电子能量全部损失在分子束中.

入射电子损失的能量包括团簇和束分子的解离、分子和原子的电离、静电屏蔽、冷通道、辐射、穿透等损失,

$$\Delta E = \Delta E_{\text{团簇解离}} + \Delta E_{\text{分子解离}} + \Delta E_{\text{电离}} + \Delta E_{\text{静电屏蔽}} + \Delta E_{\text{冷通道}} + \Delta E_{\text{辐射}} + \Delta E_{\text{穿透}} + \dots$$

热电子与分子束粒子的相互作用主要包含了如下的分子原子过程:



团簇属于亚稳态,解离出一个氢分子能量小于 0.5 eV ,氢分子解离和电离(前两个反应)约需 28 eV

的能量,一个氢原子电离需 15.42 eV 的能量,对于氢的分子原子过程大约需 44 eV 的能量,电离气体达到平均温度需要 $(E_\infty - E_b) \text{ eV}$ 的能量.这样,一个氢分子沉积到等离子体中平均需要 $[44 + (E_\infty - E_b)] \text{ eV}$ 的能量,而热电子在分子束中的能量损失为 $(E_\infty - E') \text{ eV}$.

按照能量平衡原理,

$$\frac{1}{2} S \Delta q \Delta t = S \Delta z n_b \Delta E. \quad (11)$$

方程(11)左边的 $\frac{1}{2} S$ 为形状因子, $\Delta q = (q_\infty - q') \times (1 - R_q)$ 为净流入热电子能流, q' 为穿透分子束的能流,方程(11)右边的 $S \Delta z$ 为束的消融体积.方程(11)的左边代表了等离子体电子的能量损失,右边则是束分子的能量吸收.这样, Δt 时间内束在等离子体中前进的距离为

$$\Delta r = v_b \Delta t = \frac{2 \Delta z n_b v_b \Delta E}{\Delta q}. \quad (12)$$

由于等离子体中各参量随径向变化,对(12)式积分可得

$$\int_{a-\lambda}^a \frac{\Delta q}{\Delta E} dr = \int_0^{r_b} 2n_b v_b dz, \quad (13)$$

式中 λ 为分子束在等离子体中的穿透深度,分子束的粒子数密度按(2)式分布, $\Delta q(r)$ 和 $\Delta E(r)$ 的分布由等离子体的密度和温度分布给出.等离子体的密度和温度分布在数值模拟中对应着不同的放电条件,可取为平坦的或峰化的分布形式.由于分子束的传播和消融时间远小于束粒子的重新分布时间,因而在模拟过程中可以近似认为未消融部分束粒子分布不变.若已知等离子体密度和温度的分布,由(13)式可以方便地得到束的穿透深度.

在脉冲时间 T_{pulse} 期间,总的注入粒子数为

$$N = \int_0^{r_b} 2\pi z n_b(z) v_b T_{\text{pulse}} dz. \quad (14)$$

沿等离子体径向束粒子在半径 r 的邻域 Δr 中沉积的粒子数为

$$\Delta N(r) = 2\pi z(r) n_b(z(r)) v_b T_{\text{pulse}} \frac{dz}{dr} \Delta r. \quad (15)$$

由(12)式可得

$$\Delta N(r) = \frac{\pi z(r) \Delta q(r) T_{\text{pulse}}}{\Delta E(r)} \Delta r. \quad (16)$$

这些束粒子在经过磁面平均后对等离子体密度形成 $\Delta n_e(r)$ 的增量,

$$\Delta n_e(r) = \Delta N(r) / 2\pi R 2\pi r \Delta r = \frac{z(r) \Delta q(r) T_{\text{pulse}}}{4\pi r R \Delta E(r)}, \quad (17)$$

式中 $z = z(r)$ 可由 (12) 式积分得到.

5. 分析和讨论

在本文中, 等离子体的密度和温度分布选取如下形式:

$$\begin{aligned}
 n_e(r) &= n_{e0}(1 - (r/a)^2)^{\alpha_n}, \\
 T_e(r) &= T_{e0}(1 - (r/a)^2)^{\alpha_T},
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

式中 α_n, α_T 的选取表征着不同的分布形式.

图 4 (a) 给出了 HL-1M 装置 6567 炮实验测得的分子束注入期间等离子体电子密度的径向分布. 随着分子束“开”, 在大约 $0.8a$ 处密度分布上形成一个“包块”. 分子束“关”后, 由于具有初始速度, 这一“包块”向内扩散, 约 10 ms 结束. 此时整体密度抬高. 线平均密度由 $4.57 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 增加到 $5.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. 图 4 (b) 是对应于 6567 炮数值计算得到的粒子沉积分布(利用了实验测得的本底密度和温度分布), 可以看到理论和实验基本符合. 由图 4 可以明显地看出分子束的作用, 分子束的消融集中在 $0.7a < r < 0.9a$ 的区域, 分子束大约可达到 $0.6a$, 其穿透深度约为 5—10 cm.

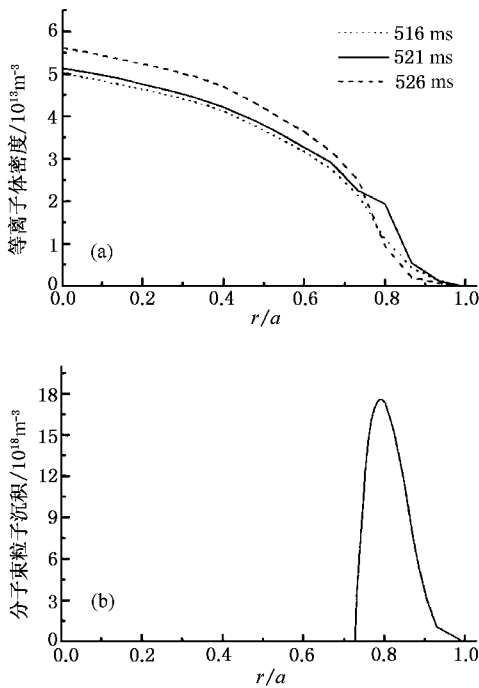


图 4 HL-1M 装置 6567 炮实验测得的分子束注入期间等离子体电子密度的径向分布 (a) 和模拟得到的分子束粒子沉积分布 (b)

同的散射角即不同的分子束半径对于入射深度的影响. 两种情形脉冲阶段出射的总粒子数和其他的本底参数都相同, 集中度高的入射分子束其粒子的损失小、束密度大、入射深度也增加. 因而提高入射束流的准直度对于增加穿透深度有一定的作用.

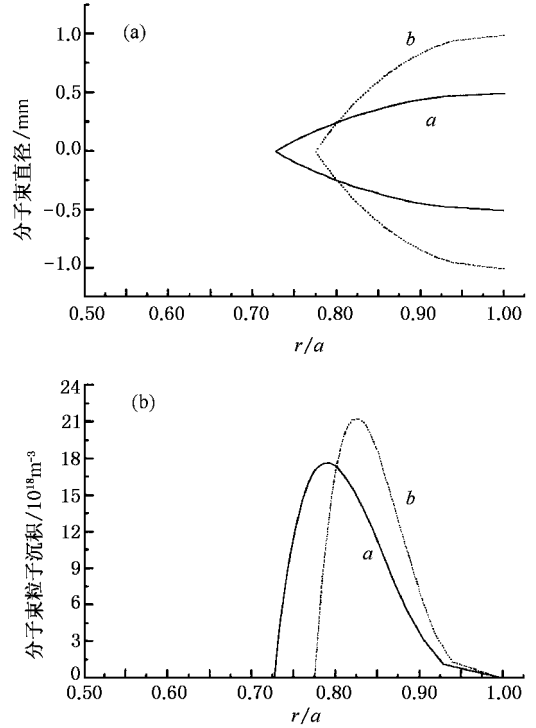


图 5 相同等离子体参数下, 不同散射角即不同分子束半径对于入射深度的影响 (a) 为分子束沿径向消融 (b) 为分子束粒子沉积分布. 参数为 $\alpha_T = 2, \alpha_n = 1$. 曲线 a: $r_b = 0.5 \text{ mm}$, 曲线 b: $r_b = 1 \text{ mm}$

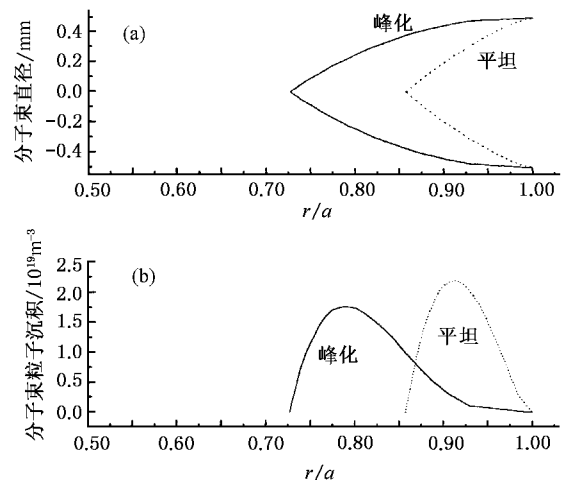


图 6 相同分子束参数下, 不同温度和密度分布对分子束的消融作用 (a) 为分子束沿径向消融 (b) 为分子束粒子沉积分布. 参数为 $r_b = 0.5 \text{ mm}$. 平坦分布 $\alpha_T = 2, \alpha_n = 1$ 峰化分布 $\alpha_T = 1, \alpha_n = 0.5$

分子束的消融与束的散射有关. 图 5 给出了不

图 6 为相同的分子束参数下,不同的温度和密度分布对分子束的消融作用.在控制等离子体密度、温度中心值和分子束参数不变的情况下,由于峰化分布在等离子体外部区域温度和密度较低,分子束的消融率小.随着温度、密度向内迅速增加,分子束被迅速蚀失,而对于平坦的温度、密度分布,随分子束向等离子体内部传播,消融率缓慢增加.

超声分子束与托卡马克等离子体相互作用的机理,特别是超声团簇的形成和解离机制目前还不是

十分清晰,有待理论和实验的进一步探索.HL-1M 是一个孔栏偏滤器的圆形截面托卡马克装置,即将运行的 HL-2A 则是一个 D 形截面的磁偏滤器装置,不同的边缘条件将对粒子的加料产生不同的要求,这是今后要开展的工作.

感谢 HL-1M 实验小组的同仁进行的有益讨论,并提供了实验数据.

- [1] Yao L H ,Tang N Y ,Cui Z Y *et al* 1998 *Nucl. Fus.* **38** 631
 [2] Yao L H ,Zhou Y ,Cao J Y *et al* 2001 *Nucl. Fus.* **41** 817
 [3] Yao L H ,Feng B B ,Feng Z *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 596 [in Chinese] 姚良骅、冯北宾、冯 震等 2002 物理学报 **51** 596]
 [4] Zheng Y J ,Feng Z ,Liu Y *et al* 2002 *Nucl. Fus. Plas. Phys.* **22** 237 [in Chinese] 郑银甲、冯 震、刘 永等 2002 核聚变与等离子体物理 **22** 237]
 [5] Khoukza A ,Lister T ,Quentmeier C 1999 *Eur. Phys. J. D.* **5** 275

- [6] Li Y ,Liu X H ,Wang X Y 1999 *Progress in Chemistry* **11** 60 [in Chinese] 李 月、刘向红、王秀岩 1999 化学进展 **11** 60]
 [7] Parks P B ,Tumbull R J 1978 *Phys. Fluids* **21** 1735
 [8] Shi B R 2001 *Nucl. Fus. Plas. Phys.* **21** 200 [in Chinese] 石秉仁 2001 核聚变与等离子体物理 **21** 200]
 [9] Song X M ,Sugie T S ,Yoshino R J 2000 *J. Plas. Fus. Res.* **76** 282
 [10] Miles W T ,Thompson R ,Green A E S 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 678

Penetration and attenuation of SMB fueling in tokamak plasma *

Jiao Yi-Ming^{1,2)} Zhou Yan^{1,2)} Yao Liang-Hua²⁾ Dong Jia-Qi²⁾

¹⁾*School of Optoelectronic Information ,University of Electronic Science and Technology of China ,Chengdu 610054 ,China)*

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

(Received 1 April 2003 ; revised manuscript received 9 June 2003)

Abstract

In this paper , a discussion and an optimizing numerical analysis of the penetration and attenuation of the thermonuclear tokamak plasma fueling by the supersonic cluster molecular beam(SMB) has been presented. The cluster formation and dissolution , SMB adiabatic expansion ,shielding and cooling effect are all taken into account. An optimized numerical model is applied in the analysis and shown to be in good agreement with the experimental observations. The possibility for fueling large tokamak plasmas with SMB injection is explored.

Keywords : SMB , fueling , tokamak plasma , penetration and attenuation

PACC : 5240 , 5255G , 3640