

体积产生负氢离子能量沉积及引出效率 数值模拟研究*

杨超[†] 刘大刚 王辉辉 杨宇鹏 廖方燕 刘腊群 彭凯 夏蒙重

(电子科技大学物理电子学院, 成都 610054)

(2012 年 4 月 25 日收到; 2012 年 6 月 29 日收到修改稿)

深入研究了负氢离子输运及能量沉积机理, 采用全三维蒙特卡罗碰撞方法处理负氢离子与其他粒子间的碰撞, 运用 CHIPIC 软件平台下的 PIC (particle-in-cell) 技术处理粒子的储存和磁场约束作用, 在此基础上, 对 JAEA 10 A 离子源中体积产生负氢离子输运和散射情景进行了模拟, 并分析和讨论了不同气压和过滤磁场对体积产生负氢离子传输和引出特性的影响. 结果显示: 气压越大, 体积产生负氢离子碰撞损耗越大, 体积产生负氢离子达到器壁的数量和被引出的数量都越小; 低气压放电环境中, 过滤磁场对体积负氢离子的引出影响更强烈, 且过滤磁场越大, 引出效果越差.

关键词: 体积产生负氢离子, 蒙特卡罗碰撞, 离子能量沉积

PACS: 52.65.Pp, 52.50.Dg

1 引言

在全球 ITER 计划推动下, 各国纷纷投入大量人力、物力以抢占能源优势地位, 而氢元素高性能中性束注入系统在磁约束核试验领域发挥着至关重要的作用^[1-4]. 大型核试验所需高能离子束 (一般约为 1 MeV), 以便到达等离子体的中心区域产生足够的热量和驱动电流. 随着离子束能量增加, 正离子的中性化效率不断减小, 以致下降到人们无法接受的地步, 然而, 负氢或氘离子在 1 MeV 下中性化效率能到达 60%, 满足中性注入热核实验要求. 因而, 负氢离子受到国内外热核研究学者的青睐. 然而, 离子源内物理过程复杂且变化极快, 放电参数繁多, 单靠实验不仅无法获取放电瞬态信息进行离子源优化, 而且耗费大量资源. 因此, 数值模拟对于此类问题的研究至关重要.

基于以上事实, 本文理论分析负氢离子能量沉积机理. 然后在自主拥有知识产权的粒子模拟软件

中研究并添加全三维 MCC 模块, 并使两者有机结合, 对 JAEA 10 A 离子源能体积产生负氢离子输运及引出过程进行数值模拟, 探索其能量沉积特性. 此外, 在不同气压和过滤磁场下, 深入研究了体积产生负氢离子输运和引出特性, 为国内外多峰负氢离子源实验工作的开展提供了可靠的理论支持和宝贵经验.

2 全三维 PIC/MCC 算法流程

在准中性近似下, 即忽略电场, H^- 的运动轨迹描述为

$$m \frac{dv}{dt} = qv \times B + \text{collision}, \quad (1)$$

其中, m 为 H^- 质量, v 为 H^- 速度, q 为 H^- 电量, B 为磁感应强度, collision 为 H^- 碰撞项.

采用时间步进的方法, 在一个时间步长 Δt 内 (如图 1), 运用 Boris-Buneman^[2-4] 蛙跳网格方法, 利用永磁体的理论计算公式^[5] 结合时域有限

* 国家自然科学基金 (批准号: 11175040) 资助的课题.

[†] E-mail: ychao@uestc.edu.cn

差分方法求解 H^- 与多峰磁场之间相互作用, 利用蒙特卡罗方法处理 H^- 所参与的碰撞. 采用二体碰撞模型^[6] 处理 H^- 与 H^+ 之间的库仑碰撞, 采用空碰撞方法^[2] 处理 H^- 与其他粒子间碰撞 (如表 1 所示), 其中反应 1—3 为碰撞消亡过程, 反应 4 和 5 为 H^- 能量变化过程, 其动力学处理如下:

给定 H 能量 E_H 设为 0.5 eV, 其速度按各向同性设置, 可计算交换电荷碰撞后 H^- 的速度^[7]

$$v'_{H^-} = v_{H^-} - \frac{m_{H^-}}{m_{H^-} + m_H} [g(1 - \cos \chi) + h|\sin \chi|], \quad (2)$$

$$v'_H = v_H + \frac{m_H}{m_{H^-} + m_H} [g(1 - \cos \chi) + h|\sin \chi|], \quad (3)$$

$$\begin{cases} h_x = g_\perp \cos \psi, \\ h_y = g_x g_y \cos \psi - g g_z \sin \psi / g_\perp, \\ h_z = g_x g_z \cos \psi + g g_y \sin \psi / g_\perp, \\ g_\perp = \sqrt{g_y^2 + g_z^2}, \\ \cos \chi = \sqrt{1 - R_1}, \\ \psi = 2\pi R_2, \end{cases} \quad (4)$$

其中 $\cos \chi = \sqrt{1 - R_3}$, R_1, R_2, R_3 均为 $[0, 1]$ 之间的两个均匀随机数, 待碰撞完成后, v'_H 变成 H^- 的速度, v'_{H^-} 则为 H 的速度.

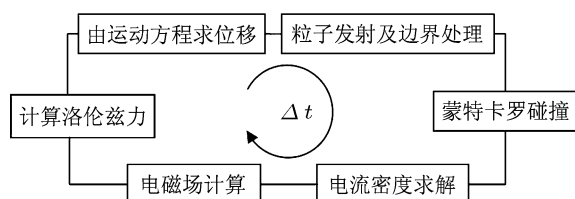


图 1 带电粒子时间流程

表 1 模拟所考虑的反应类型

Index	碰撞种类	碰撞前	碰撞后
1	激发离解	$H^- + e$	$2e + H$
2	相互中和	$H^- + H^+$	$2H$
3	并联拆分	$H^- + H$	$e + H_2$
4	电荷交换	$H^- + H$	$H + H^-$
5	弹性碰撞	$H^- + H_2$	$H^- + H_2$

H^- 与 H_2 之间的弹性碰撞动力学处理, 同样可按照 (2)—(4) 式, 将 m_H 换成 m_{H_2} , 由于 $m_{H^-}/m_{H_2} \approx 1/2$, 需将上述散射角 χ 替换为 $\sqrt{R(1-R)}/(0.75-R)$, 其中 R 为 $[0, 1]$ 之间

的均匀随机数^[8].

3 模型及参数描述

图 2 是 JAEA 10A 离子源的结构图^[1], $-120 \text{ mm} < X < 120 \text{ mm}$, $-240 \text{ mm} < Y < 240 \text{ mm}$, $0 \text{ mm} < Z < 203 \text{ mm}$, 引出区开孔区域长 0.14 m, 宽 0.34 m, X 方向等距地开 14 排孔, Y 方向等距地开 27 排孔, 孔的直径为 9 mm, X, Y, Z 三个方向网格大小均为 2 mm, 时间步长设为 $1 \times 10^{-8} \text{ s}$, 每个时间步从 $(0, 0.100 \text{ mm})$ 处发射 100 个 H^- , H^- 初始能量设为 3 电子伏. 电子和 H^+ 数密度均固定为 $5.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$, 电子温度设为 1 eV. H_2 与 H 粒子数密度之比设为 0.2, 放电室气压设为 0.3 Pa, H^+, H, H_2 温度分别设为 0.5, 0.5, 0.1 eV, 其中 H^+, H_2 速度按照麦克斯韦分布设置, H 速度按各向同性分布^[9]. 模拟时所考虑的反应包括表 1 所述反应以及 H^- 和 H^+ 之间的库仑碰撞, 多峰磁体设置如表 2 所示, 其中磁荷面方向即是磁体的极化方向, 过滤磁场磁滞 $B_M = 2.3B_0$, B_0 为其他磁体的磁滞, 模拟时设为 0.06 T.

表 2 磁场设置

	a/mm	b/mm	c/mm	磁荷面方向	磁体个数
第一类磁场	4	120	10	垂直 X 轴	5×2
第二类磁场	4	240	5	垂直 Y 轴	4×2
第三类磁场	4	240	5	垂直 Z 轴	6
过滤磁场	8	120	10	垂直 X 轴	1×2

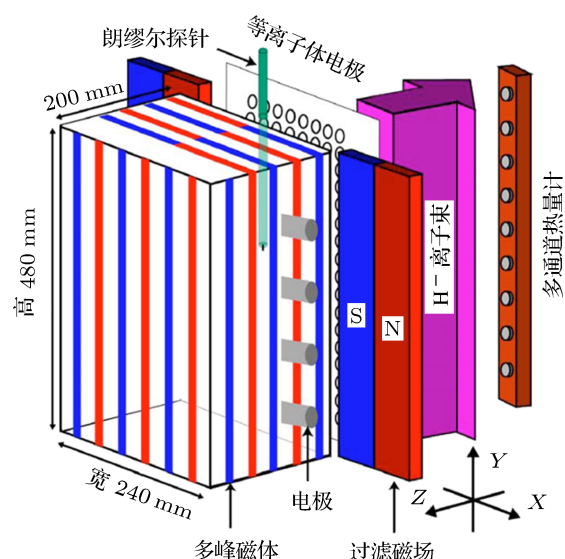
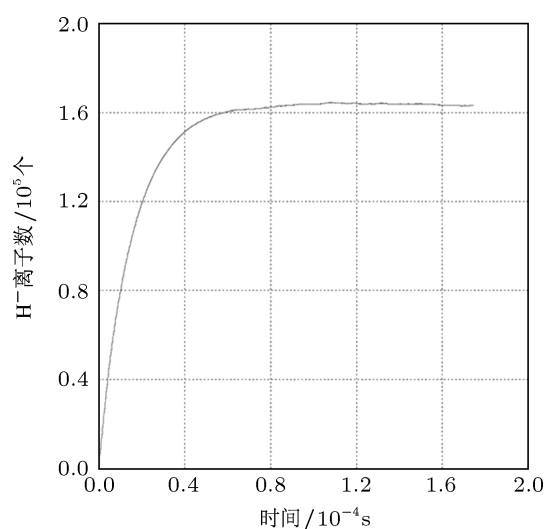


图 2 JAEA 10 A 离子源结构图


 图3 H^- 粒子数随时间演化

4 模拟结果及分析

随着时间的推移,当模拟时间到达 $0.8 \times 10^{-4} \text{ s}$ 时, H^- 收支达到平衡,即模拟达到稳态(如图3所示).在 $1.8 \times 10^{-4} \text{ s}$ 时得到模拟结果如下.

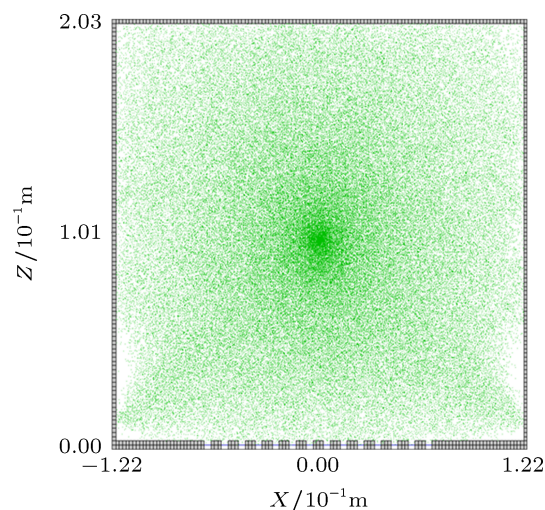
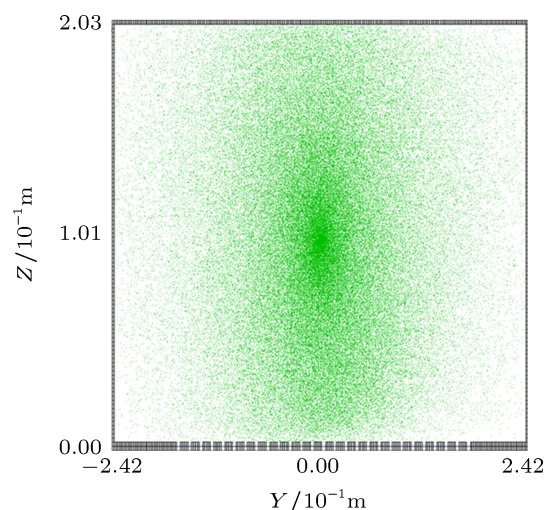
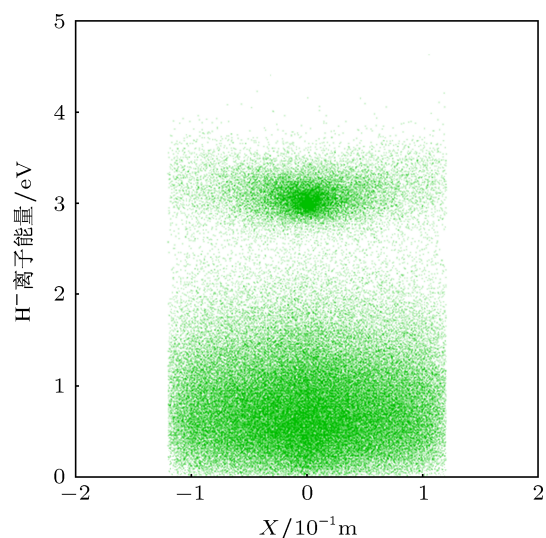

 图4 H^- 在 XZ 平面分布

图4,图5分别为 H^- 在 XZ 和 YZ 平面空间的分布.从图4可知,由于受多峰磁场影响, H^- 在 X 方向呈现了较微弱的多峰状,主要是因为荷质比相对电子而言较小.由图5可知, H^- 碰撞消亡较大,到达器壁边缘的粒子数相对较少.

图6—8分别为 H^- 能量在 X, Y, Z 三个方向的分布情况.从图可知, H^- 能量主要分布在两个能

量区域,且各方向分布都相对均匀.对比图6,图7和图8可知,由于 Y 方向路程较大,因此 H^- 运动达到边界的时间势必较大,参与的碰撞机会也越多,故而碰撞消亡量相对较大,即呈现了边缘存活离子数密度相对稀疏.图9为 H^- 能量分布函数随能量变化关系.由图9可知, H^- 能量分布在 3.1 和 0.6 eV 出现峰值,且分布函数连续(无离子盲区).


 图5 H^- 在 YZ 平面分布

 图6 H^- 能量在 X 方向分布

改变放电室气压,待 H^- 模拟达到稳态后统计 100 个时间迭代步(下同),得到 H^- 统计特性如表3所示.由表3可知,气压增大, H^- 平均温度越低,碰撞消亡数越多,碰壁消亡越小,通过引出孔引出粒子数目也越小.将碰撞消亡(三角形)和碰壁消亡(圆形)绘成曲线如图10.可知随着气压增大,碰

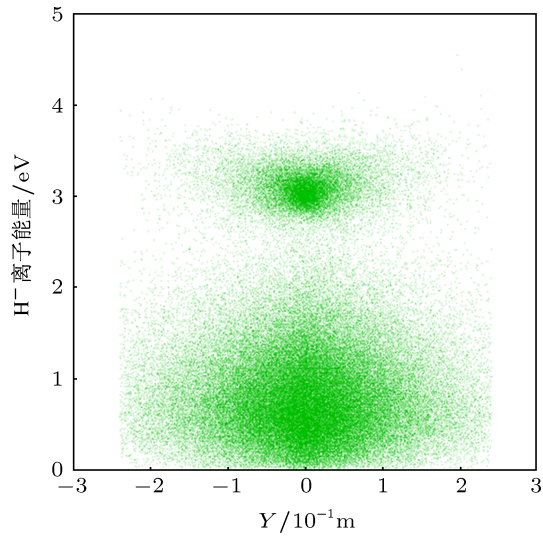


图 7 H^- 能量在 Y 方向分布

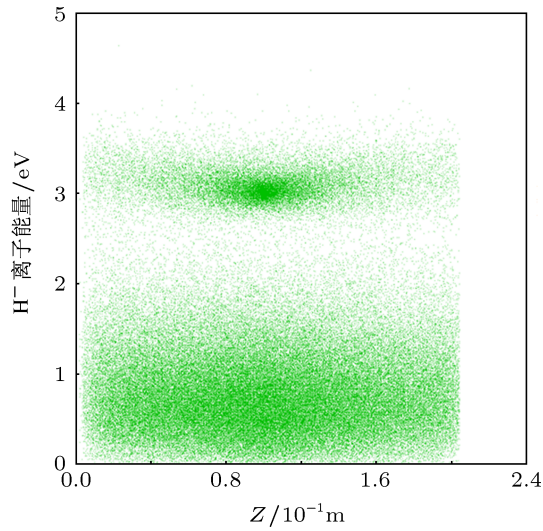


图 8 H^- 能量在 Z 方向分布

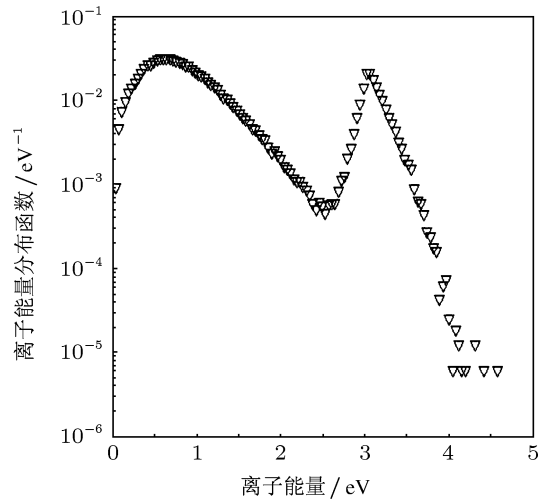


图 9 H^- 能量分布函数随 H^- 能量变化

撞消亡与碰壁消亡的粒子之比越来越大, 也即是在低压下碰壁消亡机理占主导 H^- 引出效果更好, 高压下碰撞消亡机理占主导 H^- 引出效果较差, 这与文献 [10] 所述的实验结果以及文献 [11] 的简化计算结果一样, 也是目前等离子体源放电室气压普遍采用 0.3 Pa 或者更低的主要原因.

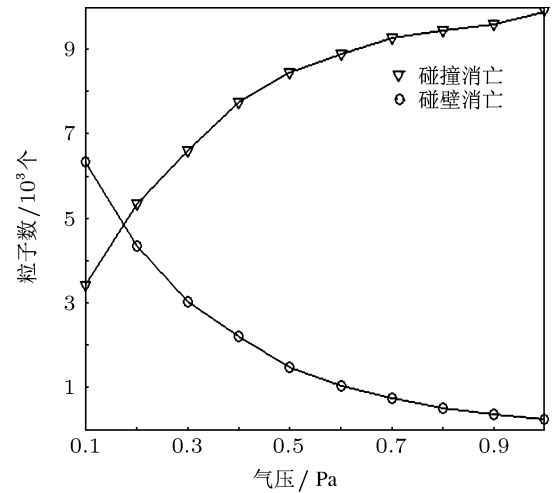


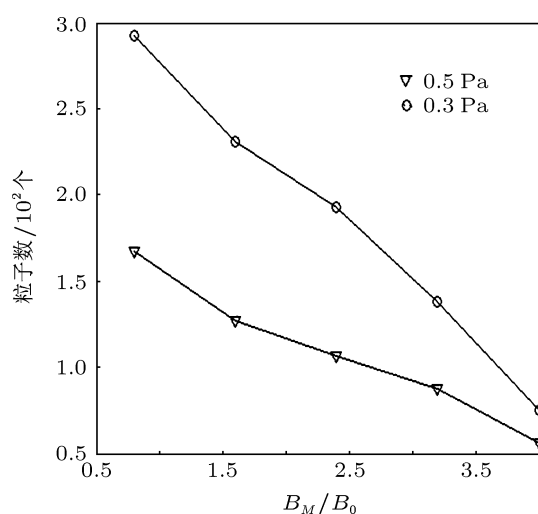
图 10 H^- 消亡数随气压变化

表 3 体积产生 H^- 随气压变化

气压/Pa	平均能量/eV	碰撞消亡数	碰壁数	引出粒子数
0.1	1.597	3414	6331	321
0.2	1.197	5343	4353	226
0.3	1.019	6589	3035	208
0.4	0.924	7732	2200	148
0.5	0.864	8436	1489	103
0.6	0.821	8863	1036	87
0.7	0.791	9256	736	74
0.8	0.770	9431	518	55
0.9	0.753	9582	353	29
1.0	0.739	9885	258	25

表 4 体积产生 H^- 随过滤磁场变化

磁滞/ B_0	平均能量/eV	碰撞消亡数	碰壁数	引出粒子数
0.8	1.042	6282	3556	292
1.6	1.032	6383	3304	231
2.4	1.018	6836	3077	193
3.2	1.007	7127	2620	138
4.0	0.999	7599	2498	75

图 11 H⁻引出数随过滤磁滞变化

改变过滤磁场磁滞大小, 得到 H⁻ 统计特性如表 4 和 5 所示, 表 4 和 5 分别是在气压为 0.3 和 0.5 Pa 下的模拟结果. 由表 4 和 5 可知, 两种气压下, 呈现了相同规律, 即随着过滤磁场增大, H⁻ 平均温度越低, 碰撞消亡数越多, 碰壁消亡越小, 通过引出孔引出粒子数目也越小. 将两种气压下 H⁻ 数目绘成曲线如图 11 所示, 其中圆形和三角形分别表示 0.3 和 0.5 Pa 下模拟结果. 由图 11 可知, 过滤磁场越小, 两种气压下引出数目之比越大, 即 0.3 Pa

下变化幅度更大, 也即低压下 H⁻ 效率受过滤磁场影响更强烈, 这与文献 [9] 的表面产生 H⁻ 模拟结果类似.

表 5 体积产生 H⁻ 随过滤磁场变化

磁滞 / B ₀	平均能量/eV	碰撞消亡数	碰壁数	引出粒子数
0.8	0.871	8006	1780	167
1.6	0.869	8311	1700	127
2.4	0.860	8524	1496	107
3.2	0.855	8554	1368	88
4.0	0.851	8592	1198	56

5 结论

本文采用自主研发的全三维 MCC 算法, 对 JAEA 10 A 离子源中体积产生 H⁻ 能量沉积、输运及引出特性进行了较系统的数值模拟研究. 研究结果显示: 气压增大, 体积产生 H⁻ 平均温度越低, 碰撞消亡数越多, 碰壁消亡越小, 通过引出孔引出粒子数目也越小; 过滤磁场增大, 体积产生 H⁻ 平均温度越低, 碰撞消亡数越多, 碰壁消亡越小, 通过引出孔引出粒子数目也越小; 且低压环境下, 过滤磁场对体积产生 H⁻ 引出效率的影响更剧烈.

- [1] Terasaki R, Fujino I, Hatayama A, Mizuno T, Inoue T 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 02A703
- [2] Yang C, Liu D G, Wang X M, Liu L Q, Wang X Q, Liu S G 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 045204 [杨超, 刘大刚, 王小敏, 刘腊群, 王学琼, 刘盛纲 2012 物理学报 **61** 045204]
- [3] Yang C, Liu D G, Wang X Q, Wang X M, Xia M Z, Peng K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 105206 [杨超, 刘大刚, 王学琼, 王小敏, 夏蒙重, 彭凯 2012 物理学报 **61** 105206]
- [4] Yang C, Liu D G, Chen Y, Xia M Z, Wang X Q, Wang X M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 135203 [杨超, 刘大刚, 陈颖, 夏蒙重, 王学琼, 王小敏 2012 物理学报 **61** 135203]
- [5] Gou X F, Yang Y, Zheng X J 2004 *Appl. Math. Mech.* **25** 271 [苟

- 晓凡, 杨勇, 郑晓静 2004 应用数学和力学 **25** 271]
- [6] Chiaming W, Tungyou L, Russel C, Bruce I C, Andris M D 2008 *J. Comput. Phys.* **227** 4308
- [7] Nanbu K 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **28** 971
- [8] Vahedi V, Surendra M 1995 *Comput. Phys. Commun.* **87** 179
- [9] Kameyama N, Matsushita D, Koga S, Terasaki R, Hatayama A 2011 *Second International Symposium on Ions, Beams and Sources* Takayama, Japan. November 16–19, 2010 p39
- [10] Sakurabayashi T, Hatayama A, Miyamoto K, Ogasawara M, Bacal M 2002 *Rev. Sci. Instrum.* **73** 1048
- [11] Fukumasa O, Nishida R 2006 *Nuclear Fusion* **46** S275

Numerical simulation of energy deposition and extraction efficiency of the volume produced negative hydrogen ions*

Yang Chao[†] Liu Da-Gang Wang Hui-Hui Yang Yu-Peng Liao Fang-Yan
Liu La-Qun Peng Kai Xia Meng-Zhong

(School of Physical Electronics, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China)

(Received 25 April 2012; revised manuscript received 29 June 2012)

Abstract

In this paper, the negative hydrogen ion transportation and energy deposition mechanism are investigated deeply, and the collisions between negative hydrogen ions with other particles are treated by the three-dimensional Monte Carlo method. The storage of the particles and the constraint function of magnetic field are disposed by particle-in-cell (PIC) technology under the CHIPIC software. Based on this, negative hydrogen ion transportation and scattering case in the JAERI 10 A multicusp ion source are simulated. The influences of pressure and filter magnetic field on negative hydrogen ion transportation and extraction characteristics are analyzed and discussed. Results show that the greater the pressure, the bigger the collision loss of the volume produced negative hydrogen ions, and also the smaller the number of negative hydrogen ions reaching the wall and extracted is; in the lower discharge case, the more intensively the negative hydrogen ion extraction is influenced by the filter magnetic field, and also the stronger the filter magnetic field, the worse the extraction effectiveness is.

Keywords: volume produced negative hydrogen ion, Monte Carlo collision, ion energy deposition

PACS: 52.65.Pp, 52.50.Dg

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11175040).

[†] E-mail: ychao@uestc.edu.cn