

# 斜磁场作用下的射频等离子体平板鞘层结构

邹 秀

(大连交通大学数理系,大连 116028)

(2005 年 8 月 19 日收到,2005 年 12 月 6 日收到修改稿)

建立一个一维坐标空间、三维速度空间的斜磁场作用下的射频等离子体平板鞘层模型,讨论了磁场对射频鞘层结构及其参数特性的影响.研究表明,磁场对鞘层结构有不可忽略的影响,特别是能够使鞘层边界附近的离子速度分布和密度分布产生明显的变化.此外,虽然磁场不能改变离子总的能量密度分布,却能改变离子的运动状态,并同时影响着基板上离子在各个方向上的能量分布和入射偏移角度.

关键词:射频,鞘层,磁场

PACC:5270G,5240K,0755

## 1. 引言

在等离子体加工过程中,通常在基片上施加一个射频偏压,从而在偏压基板附近形成一个非中性区域——射频等离子体鞘层.该鞘层的特性以及电子、离子在其中的行为在很大程度上决定着发生在材料表面的物理、化学过程,直接影响加工产品的质量.射频等离子体鞘层的最大特性是鞘层的厚度和电势等物理量都随着时间和空间变化,因此对射频等离子体鞘层的研究显得相当困难.

早在 1988 年 Lieberman<sup>[1,2]</sup>就开始了针对射频等离子体鞘层特性的研究工作.他们采用流体方程和泊松方程相耦合的流体动力学模型来描述无碰撞和考虑碰撞效应的射频偏压等离子体鞘层,得到离子、电子密度和鞘层中的电场和电势随时间变化的解析表达式. Lieberman 的这种电子密度阶梯分布的模型使泊松方程的积分得以简化,从而可以得到流体动力学模型的解析解.1990 年,Godyak 等<sup>[3]</sup>同样利用电子密度分布的阶梯模型以及不含时间相关项的流体动力学模型得到了任意鞘层电压和任意碰撞参数的射频偏压等离子体鞘层特性.1998 年, Gierling 和 Riemann<sup>[4]</sup>提出改进的电子密度分布的阶梯模型.许多研究者在电子密度分布的阶梯模型基础上,对高频情况下的射频偏压等离子体鞘层特性作了进一步的研究<sup>[5-9]</sup>.2000 年 Sobolewski<sup>[5]</sup>考虑了时间相关项,在较宽的频段范围内计算了鞘层电流、电阻和功率.2002 年 Dewan 等<sup>[6]</sup>在 Lieberman 电子密度分布的

阶梯模型基础上,将非正弦形式的射频电流用正弦形式的谐波分量之和来表达,得到了基板的不对称性对电容感应耦合放电两个基板之间的等离子体电阻和极板电压影响的解析表达.近几年, Xiang 和 Waelbroeck<sup>[10,11]</sup>采用电子漂移扩散近似,研究了预鞘和碰撞效应对射频偏压等离子体鞘层物理特性的影响.此外,还有许多针对射频鞘层基板上离子能量分布的实验<sup>[12-14]</sup>和理论<sup>[15-17]</sup>工作.

至今对无外加磁场的射频鞘层的研究工作已经很充分,然而很多情况下磁场的影响是不可忽略的,利用磁场调控鞘层中等离子体的动量及能量分布,使等离子体表面工程优化,已成为国际上新的研究热点.1997 年马腾才<sup>[18]</sup>采用流体近似和迁移-扩散近似分别研究了外磁场作用下射频等离子体的离子和电子动力学,指出外磁场对鞘层中离子通量和能量分布的支配作用.2004 年, Hou 等<sup>[19]</sup>数值模拟了垂直磁场作用下非平板电极二维射频鞘层模型.由于磁场的引入会使问题更加复杂,至今对磁场作用下射频鞘层的研究工作开展得还很不充分.鞘层中直接影响等离子体薄膜沉积和刻蚀质量的特性参数(如鞘层内的电场、离子密度和电子密度等)以及磁场对这些参数的影响都没有进行详尽的研究和讨论.本文研究一个斜磁场作用下的射频平板鞘层模型,分析讨论磁鞘内参数的特性,包括基板上的离子能量分布、离子入射偏移角度等问题.

## 2. 理论模型

考虑一个无碰撞的等离子体射频鞘层模型,结

构如图1所示.为了方便计算,将理论模型的  $x$  轴零点定义在基板上,等离子体鞘层模型的坐标空间是一维,速度空间是三维.取物理量只有  $x$  轴方向的空间变化,即  $\nabla \rightarrow (\partial/\partial x)\hat{x}$ .外加磁场在  $(x, z)$  平面内,与  $x$  轴负方向的夹角为  $\theta$ .在鞘层和等离子体区域的边界处静电势  $\phi = 0$ .一般情况下,忽略极板、容器器壁的光电发射和二次电子发射,在  $x = 0$  处,加在电极上的射频电压呈周期性余弦变化,

$$\phi(0, t) = \phi_{dc} + \phi_{rf} \cos(\omega t), \quad (1)$$

式中,  $\phi_{rf}$  是射频电压振幅,  $\omega$  是射频频率,  $\phi_{dc}$  是直流偏压.

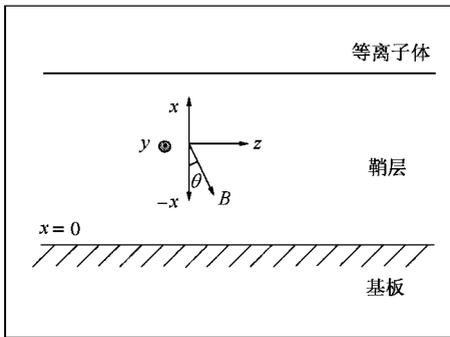


图1 射频磁鞘模型示意图

Biehler<sup>[20]</sup>改进了 Gierling 和 Riemann<sup>[41]</sup>的模型,考虑电子密度分布对鞘层内电势分布的调制作用,认为电子可以瞬时响应鞘层电势,电子密度分布遵从玻尔兹曼分布.这里不考虑磁场对电子分布影响的原因主要是两个方面.一方面,因为电子对磁场的响应时间远远小于离子等其他带电粒子,很快能够达到新的稳定平衡状态,可以将它看成其他粒子的背景.而且电子的回旋半径远远小于离子的回旋半径.带电粒子在均匀恒定磁场中做回旋运动的半径是  $r_\alpha = (m_\alpha v_\perp)/(qB)$  ( $\alpha = e, i$ ),对于处于热平衡的等离子体,使用粒子的热速度代替  $v_\perp$ ,可得  $r_i/r_e = \sqrt{m_i/m_e} \gg 1$ .另一方面,许多研究磁场作用下等离子体鞘层问题的理论工作<sup>[21-26]</sup>均采用了玻尔兹曼分布描述电子分布状态,使模型得到简化.因此,电子密度  $n_e$  可以表示为

$$n_e = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi}{T_e}\right). \quad (2)$$

离子从鞘层边缘开始被加速,离子的运动遵从连续性方程和运动方程,

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{v}_i) = 0, \quad (3)$$

$$m_i \left[ \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i \right] = -e \nabla \phi \hat{x} + e \frac{\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}}{c}, \quad (4)$$

式中  $n_i$ ,  $m_i$  和  $\mathbf{v}_i$  分别是离子的数密度、质量和速度.

鞘层中电势  $\phi$  满足泊松方程,

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -4\pi e (n_i - n_e). \quad (5)$$

$c_{is} = (T_e/m_i)^{1/2}$  为离子声速,  $\omega_{ic} = eB/m_i c$  为离子回旋频率,  $\lambda_D = (T_e/4\pi n_{e0} e^2)^{1/2}$  为电子德拜长度.为了简化,引入下列无量纲量:

$$\Phi = \frac{e\phi}{T_e},$$

$$\xi = \frac{x}{\lambda_D},$$

$$\tau = \frac{t}{\tau_0},$$

$$\tau_0 = \frac{\lambda_D}{c_{is}},$$

$$\mathbf{u}_i = \frac{\mathbf{v}_i}{c_{is}},$$

$$N_e = \frac{n_e}{n_{e0}},$$

$$N_i = \frac{n_i}{n_{i0}}.$$

在鞘层和等离子体区域的边界处,由准中性条件可得  $n_{i0} = n_{e0}$ ,亦即  $\delta_i = n_{i0}/n_{e0} = 1$ .

由(1)-(5)式可以得到

$$N_e = \exp(\Phi), \quad (6)$$

$$\frac{\partial N_i}{\partial \tau} + \mathbf{u}_i \cdot \frac{\partial N_i}{\partial \xi} + N_i \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial \xi} = 0, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial \tau} + u_{ix} \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \hat{x} + \delta_i^{1/2} \gamma_i \mathbf{u}_i \times \hat{B}_0, \quad (8)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} = -(N_i - N_e), \quad (9)$$

(8)式中  $\gamma_i = \omega_{ic}/\omega_{pi}$  为离子回旋频率与离子等离子体频率的比值,  $\omega_{pi} = (4\pi n_{i0} z^2 e^2/m_i)^{1/2}$  为离子等离子体频率,并且  $\omega_{pi} = c_{is}/\lambda_D \delta_i^{1/2} = c_{is}/\lambda_D$ .

令  $\hat{B}_0 = -\cos\theta \hat{x} + \sin\theta \hat{z}$ ,则(8)式可写成如下分量形式:

$$\frac{\partial u_{ix}}{\partial \tau} + u_{ix} \frac{\partial u_{ix}}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + \gamma_i u_{iy} \sin\theta, \quad (10)$$

$$\frac{\partial u_{iy}}{\partial \tau} + u_{ix} \frac{\partial u_{iy}}{\partial \xi} = \gamma_i (-u_{iz} \cos\theta - u_{ix} \sin\theta) \quad (11)$$

$$\frac{\partial u_{iz}}{\partial \tau} + u_{ix} \frac{\partial u_{iz}}{\partial \xi} = \gamma_i u_{iy} \cos\theta. \quad (12)$$

由(6)(7)(9)–(12)式,可以数值求得射频等离子体鞘层在斜磁场中的各个参量,包括电子、离子密度和电势等。

在以下数值计算中取等离子体密度为  $n_0 = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ ,电子温度为  $3 \text{ eV}$ ,并且只考虑离子沿垂直基板方向进入鞘层(只有  $x$  轴正方向的速度)的情况。

### 3. 无磁场时射频鞘层的结构

图 2 是无磁场时射频鞘层的电势分布和电子密度分布.由(1)式可知,在靠近基板( $x = 0$ )处,鞘层的电势随时间呈周期性的余弦变化,空间梯度较大.由边界连续性条件可知,在鞘层与等离子体交界处,鞘层电势和等离子体电势的值均为零.鞘层内电子密度分布响应瞬时外加射频场,而且无论射频频率发生怎样的变化,电子始终是响应瞬时外加射频场.

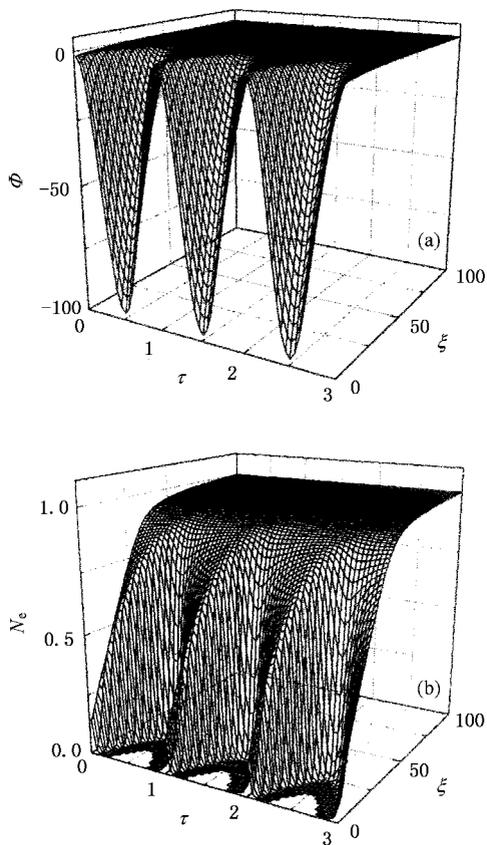


图 2 无磁场时的射频鞘层的电势分布(a)和电子密度分布(b)

图 3 显示了无磁场时射频鞘层的离子密度分布.图 3(a)(b)和(c),分别对应着射频频率是离子等离子体频率的 10.0 倍,1.0 倍和 0.1 倍.从图 3 可以看出,当射频频率较高时( $\omega = 10.0\omega_{pi}$ ),外加射频

频率远大于离子等离子体频率,离子由于质量大响应平均场,离子  $x$  轴方向的速度随射频场的变化很微弱,而离子的密度分布几乎不随时间变化.随着射频频率的降低,离子  $x$  轴方向的速度随时间变化的幅度增大,离子密度分布也开始对射频场有了响应.当射频频率较低时( $\omega = 0.1\omega_{pi}$ ),外加的射频频率远小于离子等离子体频率,离子  $x$  轴方向的速度和离子密度分布都响应瞬时外加射频场,呈明显的周期性振荡.

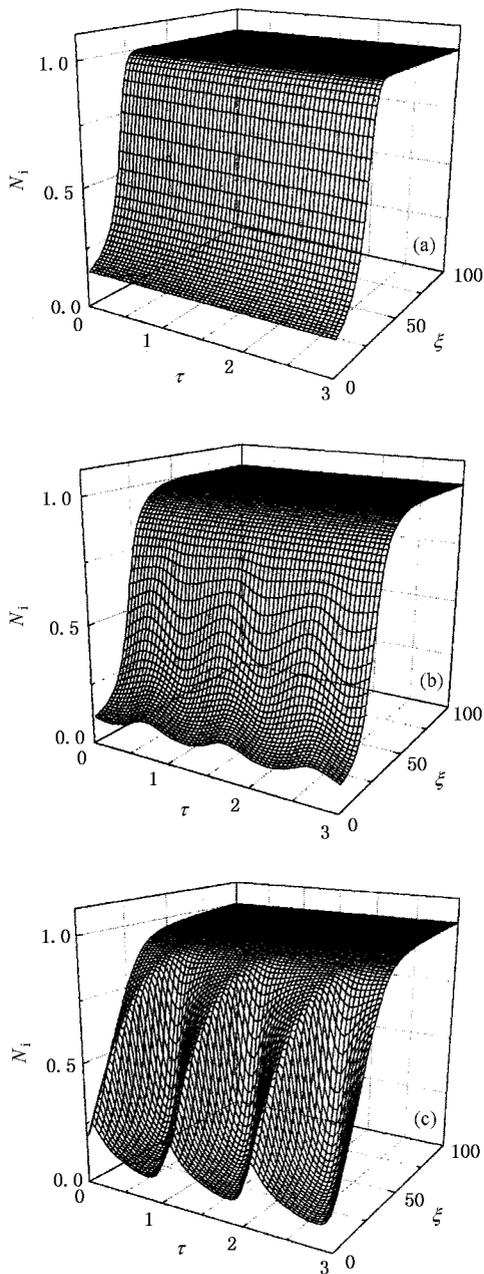


图 3 无磁场时射频鞘层的离子密度分布 (a) $\omega = 10.0\omega_{pi}$ , (b) $\omega = 1.0\omega_{pi}$  (c) $\omega = 0.1\omega_{pi}$

### 4. 射频磁鞘的结构

图 4 显示了外加磁场( $B = 0.1 \text{ T}, \theta = 20^\circ$ )作用下的射频鞘层的离子密度分布. 图 4(a)和(b)分别对应着射频频率远大于和远小于等离子体频率. 从图 4(a)可以看出, 整个鞘层中的离子密度分布依然不随时间变化, 响应平均场. 在鞘层内靠近等离子体部分的区域, 与无磁场情况(如图 3(a))作比较, 可见离子密度分布有个小的起伏. 从图 4(b)可以看出, 离子密度分布响应瞬时外加射频场, 在鞘层内靠近基板的区域, 离子密度分布呈明显的周期性振荡. 此外, 在鞘层内靠近等离子体部分的区域, 与无磁场情况(如图 3(c))作比较, 离子密度分布增大. 通过

以前的研究工作<sup>[27, 28]</sup>, 我们知道离子沿垂直基板方向进入鞘层时, 磁场使离子在鞘层中的运动方向发生偏转, 整个运动偏离了  $x$  轴方向, 在  $y$  轴、 $z$  轴方向上产生了速度. 由于磁场的回旋作用, 离子在  $x$  轴方向上会受到减速和加速的影响, 导致离子密度分布相应地增加和减小. 随着磁场的增强, 离子对磁场的响应越来越明显. 强磁场时, 离子被磁化, 离子密度分布变化明显. 由于离子在磁场中的回旋运动没有旋转到一周, 所以密度分布相应的先短暂上升后就一直下降, 离子密度分布没有产生周期性振荡. 磁场  $z$  轴分量(即平行基板方向分量)的大小是使离子密度分布变化的主要原因. 对于射频鞘层, 如图 4 所显示的鞘边等离子体密度增大的现象也正是由于离子的运动受到磁场影响的结果.

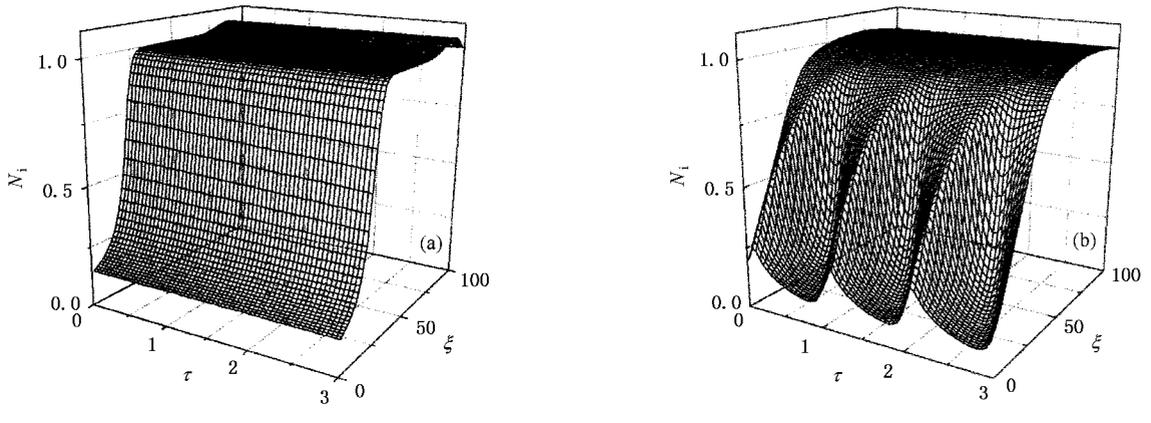


图 4 有磁场时射频鞘层的离子密度分布 (a)  $\omega = 10.0\omega_{pi}$  (b)  $\omega = 0.1\omega_{pi}$

图 5 显示了当频率比值为  $\omega = 10.0\omega_{pi}$  时的离子密度分布和离子在  $x$  轴方向的速度. 通过对有磁场和无磁场两种情况进行比较可以看出: 在鞘边, 外加磁场的回旋作用引起离子  $x$  轴方向速度减小、离子

密度增加; 在基板附近, 由于基板射频电压的调制, 电势分布与无磁场时一样, 离子  $x$  轴方向速度和离子密度分布变化不明显. 图 6 显示了频率比值为  $\omega = 0.1\omega_{pi}$ , 对应时间为  $t = 0.5\tau_0$  和  $t = 1.0\tau_0$  时的离

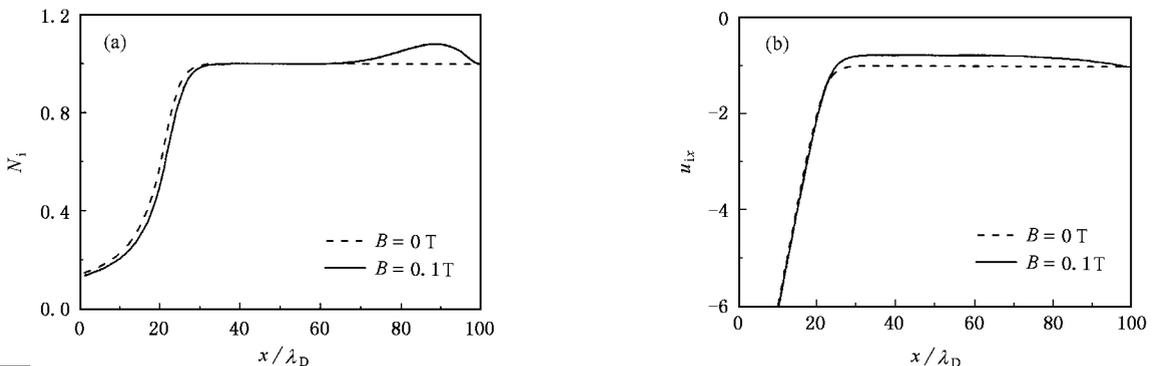


图 5 当  $\omega = 10.0\omega_{pi}$  时射频鞘层的离子密度分布(a)和离子在  $x$  轴方向的速度(b)

子密度分布和离子在  $x$  轴方向的速度.通过对有磁场和无磁场两种情况进行比较,可以得到与图 5 同样的结论.因此我们可以得出如下结论:磁场对射频鞘层的影响与对直流鞘层(电子离子鞘层及电负性鞘层)的影响类似,所不同的是本文研究的射频鞘层的基板上施加了负偏压,离子进入鞘层后  $x$  轴方向的加速度与以前的情况相比要大一些,导致离子的运动状态有所不同,还有基板上射频电压的调制也使鞘层对磁场的响应有所不同.

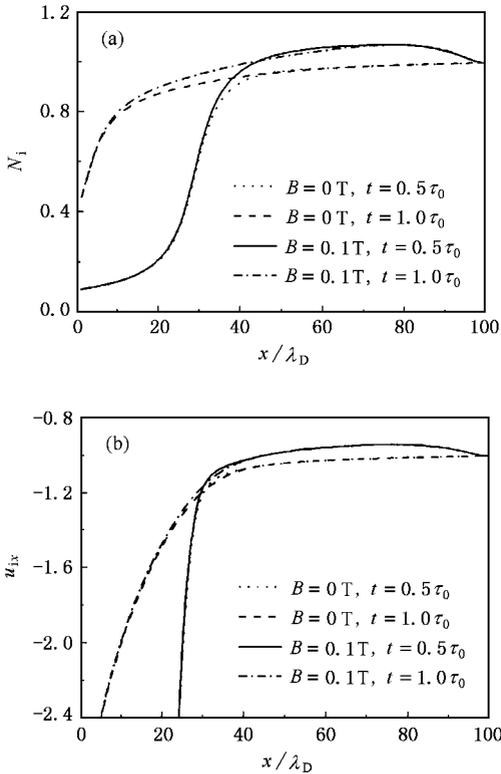


图 6 当  $\omega = 0.10\omega_{pi}$  时射频鞘层的离子密度分布 (a) 和离子在  $x$  轴方向的速度 (b)

## 5. 基板上的离子能量分布及磁场的影响

给基板施加高频电压,然后用离子进行轰击的技术在等离子体工艺中得到了广泛的应用.实际上,由于受到高频电压的调制作用,离子能量分布函数在两侧会呈现出具有两个极大值的双峰特性(如图 7 所示).图 7 中两个极大值分别对应在高频电压出现的波峰  $\cos\omega t = 1$  和波谷  $\cos\omega t = -1$  快速进入鞘层的离子群.换言之,在这两个相位处电压随时间变化缓慢( $dV/dt = 0$ ),许多离子进入了鞘层,因此分布

函数变大.在射频电压相同的情况下,低频偏压时的能量分散较大.图 7 为无磁场时不同频率比值对应的离子能量分布,频率比值为  $\beta = \omega/\omega_{pi}$ .从图 7 可以看出,离子能量分布具有双峰结构,频率低时,低能峰相对于高能峰要矮一些,随着频率比值的增大双峰间的距离随之缩小.当射频频率增大到一定值( $\beta = 10.0$ , 亦即  $\omega = 10.0\omega_{pi}$ ),双峰的相对高度也发生了变化,低能峰的值超过了高能峰的值.在已有的研究工作<sup>[29-31]</sup>中也有类似的结果.对于高能峰比低能峰高一些的解释,Bose 等<sup>[31]</sup>认为,在射频周期中当鞘层电场强的时候,离子流的强度大.因此,与鞘层电压达到最小值时相比,鞘层电压达到最大值时有更多的离子打到电极上,自然地加强了离子高能区的分布.

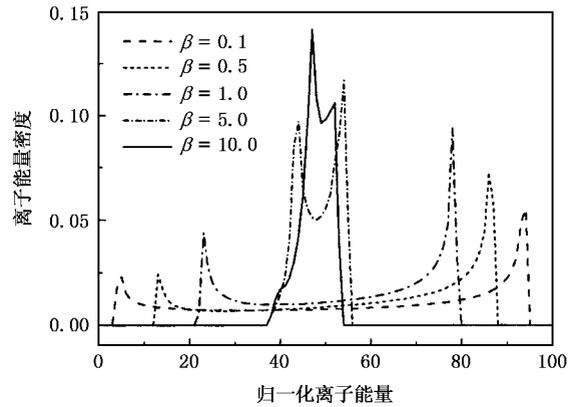


图 7 无磁场时不同频率比值对应的离子能量密度分布

虽然磁场的存在使离子偏离了初始的运动方向( $x$  轴方向),产生了  $y$  轴和  $z$  轴方向的速度,但是洛伦兹力只能改变离子的运动方向,不能改变离子的能量.因此有磁场时的离子能量分布曲线并没有发生变化,与无磁场时的情况一致.由于离子的能量产生  $y$  轴和  $z$  轴方向的分量,在  $x$  轴方向上的能量自然就会降低.图 8 显示了低频情况( $\omega = 0.1\omega_{pi}$ )磁场对离子  $x$  轴方向能量分布的影响.从图 8 可以看出,随着磁场的增大具有较高能量值的峰向低能端移动,说明有更多的能量转移到平行基板的方向上.磁场对高能峰位置的影响大,而对低能峰位置的影响不大,这是因为离子速度越大磁场对其的调控( $v \times B$ )越强,离子速度越小受到磁场的调控越弱.

我们定义  $\varphi_y$ ,  $\varphi_z$  和  $\varphi_{//}$  分别为基板上离子沿垂直基板方向偏向  $y$  轴方向、 $z$  轴方向和平行基板方向的入射偏移角度.图 9 显示了磁场对基板上离子

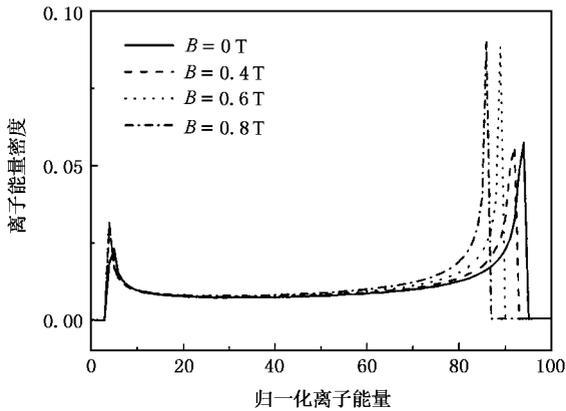


图 8 磁场对  $x$  轴方向离子能量分布的影响  $\omega = 0.10\omega_{pi}$ ,  $\theta = 30^\circ$

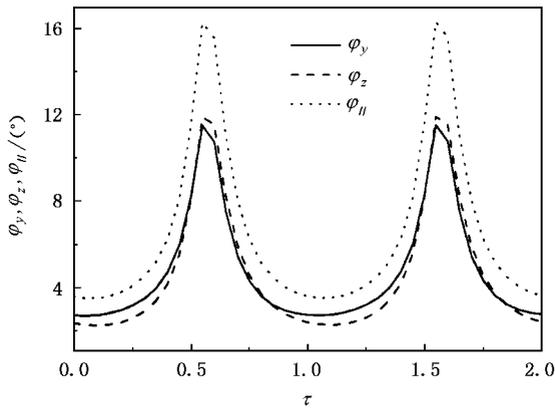


图 9 离子入射偏移角度随射频周期的变化  $\omega = 0.10\omega_{pi}$ ,  $B = 0.4 \text{ T}$ ,  $\theta = 30^\circ$

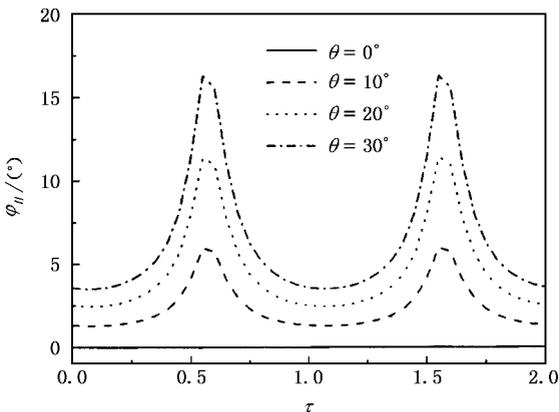


图 10 离子在平行基板方向的入射偏移角度随射频周期的变化  $\omega = 0.10\omega_{pi}$ ,  $B = 0.4 \text{ T}$

在三个方向入射偏移角度的影响.图 10 显示了磁场角度对离子在平行基板方向偏移角度  $\varphi_{//}$  的影响.由于基板电压的周期变化影响了离子打到基板时的运动状态,因此离子的偏移角度也随着基板电压具有周期性的变化.当磁场角度为零时,磁场方向与离子运动方向平行,没有力的作用.离子不改变运动方向,沿垂直基板的方向打到基板上,偏移角度为零.随着磁场角度的增大,磁场平行基板方向分量增大,离子打到基板上产生的入射角度偏移也随之增大.

## 6. 结 论

1) 无磁场时,射频鞘层的电势随时间呈周期性的余弦变化.鞘层内电子响应瞬时外加射频场.当外加射频频率远大于离子等离子体频率时,离子由于质量大响应平均场,离子的密度分布几乎不随时间变化.当外加的射频频率远小于离子等离子体频率时,离子密度分布响应瞬时外加射频场,呈明显的周期性振荡.

2) 有磁场时,当离子沿垂直基板方向进入鞘层,离子密度分布是否瞬时响应射频场仍由频率比值的大小来决定.在鞘层内靠近基板的区域,由于基板射频电压的调制,离子  $x$  轴方向速度和离子密度分布均没有明显变化.在鞘边,外加磁场的回旋作用引起离子  $x$  轴方向速度减小、离子密度增加.磁场对射频鞘层的影响与直流鞘层的影响类似,所不同的是射频鞘层的基板上施加了负偏压,离子进入鞘层后  $x$  轴方向的加速度与以前的情况相比要大一些,导致离子的运动状态有所不同.

3) 无磁场时,打到基板上的离子能量分布具有双峰结构,随着频率比值的增大,双峰间的距离随之缩小,双峰的相对高度也发生变化.有磁场时,由于受到洛伦兹力的作用,离子的运动状态发生变化,致使打到基板上的离子的入射方向产生偏移,同时各个方向上的能量分布也发生了变化.离子入射偏移角度的大小随着基板电压呈周期性的变化.此外,随着磁场角度的增大,磁场平行基板方向的分量增大,打到基板上的离子在平行基板方向产生的偏移角度也随之增大.



- [ 1 ] Lieberman M A 1988 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **16** 638
- [ 2 ] Lieberman M A 1989 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17** 338
- [ 3 ] Godyak V A , Sternberg N 1990 *Phys. Rev.* **42** 2299
- [ 4 ] Gierling J , Riemann K U 1998 *J. Appl. Phys.* **83** 3521
- [ 5 ] Sobolewski M A 2000 *Phys. Rev. E* **62** 8540
- [ 6 ] Dewan M N A , McNally P J , Herbert P A F 2002 *J. Appl. Phys.* **91** 5604
- [ 7 ] Kim D , Economou D J 2002 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **30** 2048
- [ 8 ] Kim D , Economou D J , Woodworth J R *et al* 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 691
- [ 9 ] Kim D , Economou D J 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 3740
- [ 10 ] Xiang N , Waelbroeck F L 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 5034
- [ 11 ] Xiang N , Waelbroeck F L 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 860
- [ 12 ] Bruce R H 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 7084
- [ 13 ] Kohler K , Coburn J W , Horne D E *et al* 1985 *J. Appl. Phys.* **57** 59
- [ 14 ] Kohler K , Horne D E , Coburn J W 1985 *J. Appl. Phys.* **58** 3350
- [ 15 ] Qiu H T , Wang Y N , Ma T C 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1332 ( in Chinese ) [ 邱华檀、王友年、马腾才 2002 物理学报 **51** 1332 ]
- [ 16 ] Dai Z L , Wang Y N , Ma T C 2002 *Phys. Rev. E* **65** 036403
- [ 17 ] Dai Z L , Wang Y N 2002 *Phys. Rev. E* **66** 026413
- [ 18 ] Ma T C 1997 *J. Dalian Univ. Tech.* **37** 125 ( in Chinese ) [ 马腾才 1997 大连理工大学学报 **37** 125 ]
- [ 19 ] Hou L J , Wang Y N , Miskovic Z L 2004 *Phys. Plasma* **11** 4456
- [ 20 ] Biehler S 1989 *Appl. Phys. Lett.* **54** 317
- [ 21 ] Riemann K U 1994 *Phys. Plasmas* **1** 552
- [ 22 ] Valsaque F , Manfredi G 2001 *J. Nucl. Mat.* **290—293** 763
- [ 23 ] Stangeby P C 1995 *Phys. Plasmas* **2** 702
- [ 24 ] Sheridan T E , Goree J 1991 *Phys. Fluids B* **3** 2796
- [ 25 ] Baishya S K , Das G C , Chutia J 1999 *Phys. Plasmas* **6** 3678
- [ 26 ] Baishya S K , Das G C 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3733
- [ 27 ] Zou X , Liu J Y , Wang Z X *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3409 ( in Chinese ) [ 邹 秀、刘金远、王正涵等 2004 物理学报 **53** 3409 ]
- [ 28 ] Zou X , Liu J Y , Wang Z X *et al* 2004 *Chin. Phys. Lett.* **21** 1572
- [ 29 ] Sobolewski M A , Olthoff J K , Wang Y 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 3966
- [ 30 ] Holber W M , Forster J 1990 *J. Vacuum Sci. Tech. A* **8** 3720
- [ 31 ] Bose D , Govindan T R , Meyyappan M 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 7176

## Structure of radio-frequency flat plasma sheath in an oblique magnetic field

Zou Xiu

( Department of Mathematics and Physics , Dalian Jiaotong University , Dalian 116028 , China )

( Received 19 August 2005 ; revised manuscript received 6 December 2005 )

### Abstract

A radio frequency flat plasma sheath model in an oblique magnetic field is built , which has one-dimensional coordinate space and three-dimensional speed space. The effect of magnetic field on the structure of radio frequency sheath and characteristic parameters are discussed. The numerical simulation results show that the effect of magnetic field on the sheath structure cannot be ignored. In particular , it brings about obvious changes in the ion density distribution and velocity distribution. Furthermore , the magnetic field cannot change the total energy density distribution of ions , but the Lorentz force does influence its movement state , and at the same time affects the ion energy distribution in every directions , as well as the incidence departure angle of ions.

**Keywords :** radio frequency , sheath , magnetic field

**PACC :** 5270G , 5240K , 0755