

离子振荡对低压脉冲负电性放电条件的影响

吴衍青 肖体乔

(中国科学院上海应用物理研究所上海光源同步辐射实验部, 上海 201800)

(2005 年 7 月 11 日收到, 2005 年 12 月 4 日收到修改稿)

为了研究该离子振荡及其对低气压负电性放电自持条件的影响, 建立了一个整体模型描述低气压正负离子等离子体中离子振荡与少量电子的相互作用. 在模型中引入参数 r 描述电子流体与电极碰撞后的动量保存(或损失)的程度. 发现体系存在一个临界值 $r = r_c$, 它导致了两种不同性质的电子损失机理. 另一临界值 $r = 4r_c$ 决定了两种不同的电子密度随时间增长的阈值. 这使得该阈值随 r 非单调变化, 进而导致 RF 负电性脉冲放电主动放电阶段初期的自持放电条件参数空间中可以存在间隙. PIC-MCC 程序模拟计算结果验证了这一结论.

关键词: 负电性放电, 脉冲放电, 离子振荡

PACC: 5150, 5280, 5265

1. 引 言

负电性气体脉冲射频(RF)放电是获得正负离子等离子体的重要方式, 因为正负离子等离子体可以在负电性气体脉冲放电的放电间隙期产生并维持相当长时间^[1-5]. 文献[6]给了这样一个氩气脉冲 RF 放电的典型例子: 放电脉冲周期为 $100\mu\text{s}$ 、占空比为 0.5 ($50\mu\text{s}$ 主动放电阶段, $50\mu\text{s}$ 放电间歇阶段). 在每个周期的间歇阶段中, 电子将在前 $15\mu\text{s}$ 内几乎损失殆尽而留下正负离子等离子体. 再持续 $35\mu\text{s}$ 直到下一个周期的主动放电阶段时, 该正负离子等离子体仍然保持相当高的密度. 从上面的例子可以看出, 在周期较短(例如小于 ms)的脉冲放电中, 由于正负离子等离子体一直保持相当的密度, 主动放电阶段将在正负离子等离子体本底上进行. 尚未见相关报道讨论这个本底对主动放电阶段的影响.

与电子离子等离子体相比, 在正负离子等离子体中负离子取代了电子的地位, 使其静电场有两个特点: 1) 因为正负离子质量、温度相差不大, 所以在没有外加偏压的情况下, 静电场比电子离子等离子体小得多. 文献[7]详细讨论了在外加 RF 偏压的情况下, 正负离子等离子体中的各种静电模式. 2) 负离子质量大、温度低, 使 Bohm 速度很低, 等离子体很容易在外界扰动下产生电荷分离, 激发起静电场. 在脉冲放电的过程中, 外加的脉冲抽运源和各种频率的偏压都可以看成随时间变化的扰动源, 都

有可能在正负离子占绝大多数的等离子体中激发静电振荡或波动. 反过来, 这些静电模式也可能对放电自持过程产生影响. 文献[6]研究了在放电间歇阶段, 正负离子等离子体中外加突变的直流偏压激发的离子振荡. 本文则研究在主动放电阶段初期, 由抽运脉冲激发正负离子等离子体本底中的离子振荡及其对放电自持条件的影响.

2. 理论考虑

图 1 为一位于两电极之间的低压正负离子等离子体. 该等离子体含正、负离子和少量电子. 下面用一维流体模型来描述这个体系. 以此为基础推导出适用于本文所讨论问题的整体模型(global model).

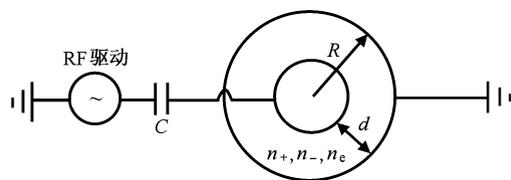


图 1 整个反应腔的示意图 ($R = 0.0379\text{m}$, $d = 0.016\text{m}$. 深度为 0.06m . 电容 $C = 3 \times 10^{-10}\text{F}$)

一维流体模型包含三种粒子的连续性方程和全动量平衡方程以及静电场方程.

1) 连续性方程

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_i \mathbf{u}_i) + R_i, \quad (1)$$

其中 n_i 是粒子密度, \mathbf{u}_i 是流体元速度, R_i 代表化学反应中粒子的产生(损失)率. $i = p, n, e$ 分别代表正负离子和电子. 正离子由电离产生, 产生率 $R_p = Zn_e$, Z 是电离率. 而负离子在化学反应中的粒子变化可以忽略, $R_n = 0$.

2) 正负离子的动量平衡方程

$$\frac{\alpha(n_i \mathbf{u}_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{u}_i \mathbf{u}_i) = \frac{s_i q}{M_i} n_i \mathbf{E} - \left(\frac{kT_i}{M_i} \right) \nabla n_i - \nu_i n_i \mathbf{u}_i, \quad (2)$$

其中 M_i 是离子质量, T_i 是离子温度, ν_i 是离子-中性粒子碰撞率, s_i 是离子电荷数 ($s_p = +1, s_n = -1$), q 是基本电荷.

3) 静电场由 Poisson 方程描述

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon_0} (n_p - n_n - n_e), \quad (3)$$

其中 E 代表静电场, ϵ_0 是真空介电常数.

假设初始均匀密度背景上 ($n_p = n_n = n_0$) 有一小扰动, 方程(1)和方程(2)线性化后可以结合为

$$\frac{\partial^2 n_i}{\partial t^2} + \nu_i \frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{sqn_0}{M_i} \nabla \cdot \mathbf{E} + \left(\frac{kT_i}{M_i} \right) \nabla^2 n_p + \frac{\partial R_i}{\partial t} + \nu_i R_i, \quad (4)$$

其中 $i = p, n$.

结合方程(3)和方程(4), 电荷密度扰动可以由下式描述:

$$\frac{\partial^2 (n_p - n_n)}{\partial t^2} + \nu_i \frac{\alpha(n_p - n_n)}{\partial t} = -\omega_i^2 (n_p - n_n) + \left(\frac{kT_i}{M} \right) \nabla^2 (n_p - n_n) + \omega_i^2 n_e, \quad (5)$$

其中 $\omega_i = (2q^2 n_0 / \epsilon_0 M)$. 这里已做如下假设: 1) 正负离子具有相同质量 $M_p = M_n = M$; 2) $\nu_i Zn_e, Z \partial n_e / \partial t \ll \omega_i^2 n_e$. 在最初的外加振荡消失后, 只有本征振荡 ω_i 可以长时间存在. 我们着重讨论本征离子振荡 ω_i . 由于波数为 0, 它不传播. 方程(5)退化为

$$\frac{\partial^2 (n_p - n_n)}{\partial t^2} + \nu_i \frac{\alpha(n_p - n_n)}{\partial t} = -\omega_i^2 (n_p - n_n) + \omega_i^2 n_e. \quad (6)$$

相应的整体模型形式与之相同, 只是将 n_p, n_n 和 n_e 用它们的空间平均值 n_p, n_n 和 n_e 来替代.

$$\frac{\partial^2 (n_p - n_n)}{\partial t^2} + \nu_i \frac{\partial (n_p - n_n)}{\partial t}$$

$$= -\omega_i^2 (n_p - n_n) + \omega_i^2 n_e. \quad (6a)$$

下面考虑有关电子的连续性方程

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\nabla \cdot (n_e \mathbf{u}_e) + Zn_e \quad (7)$$

和动量方程

$$\frac{\alpha(n_e \mathbf{u}_e)}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{u}_e \mathbf{u}_e) = -\frac{qn_e \mathbf{E}}{m_e} - \left(\frac{kT_e}{m_e} \right) \nabla n_e - \nu_e n_e \mathbf{u}_e, \quad (8)$$

其中 u_e 是电子流体元速度, m_e 电子质量, ν_e 是电子-中性粒子碰撞频率. 方程(8)可以写成

$$\frac{\alpha(n_e \mathbf{u}_e)}{\partial t} = \nu_e (-\mu_e n_e \mathbf{E} - D_e \nabla n_e - n_e \mathbf{u}_e) \quad (9)$$

其中 $\mu_e = \frac{q}{m\nu_e}$ 是电子迁移率, $D_e = \frac{kT_e}{m\nu_e}$ 是电子扩散率. 这里空间惯性项已被忽略. 为了得到整体模型, 必须考虑边界(电极)对方程(9)的影响. 首先考虑惯性项 $\frac{\alpha(n_e \mathbf{u}_e)}{\partial t}$. 电子在电极上的损失使 Δt 内动量增量 $\Delta(n_e \mathbf{u}_e)$ 被修改为 $r \cdot \Delta(n_e \mathbf{u}_e)$, 即惯性项修改为 $r \frac{\alpha(n_e \mathbf{u}_e)}{\partial t}$, r 是单位时间内未与电极碰撞

的流体元占流体元总数的比率. 它描述电子流体与电极碰撞, 经过单位时间的动量损失后, 初始动量保存的程度. 方程(2)中离子的时间惯性项不用处理, 因为离子流体元振荡的幅度很小, 在电极上损失粒子占流体元总数的比率很小. 另外, 与电极碰撞导致总流体元数目的损失忽略不计. 结合方程(7)和方程(10)并考虑惯性项修改, 对全空间平均后可得

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} - Z \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\nu_e}{r} \left[\frac{\partial n_e}{\partial t} - \mu_e \nabla \cdot (n_e \mathbf{E}) + \Lambda_{th} - Z n_e \right] = 0, \quad (10)$$

其中 Λ_{th} 是由热扩散到电极引起的损失. $\Lambda_{th} = \frac{(\Gamma_a A_a + \Gamma_b A_b)}{V}$, $\Gamma_{a,b}$ 是通过两个电极的通量. $A_{a,b}$ 是电极面积, V 是等离子体的体积. 在文献[8]中该通量估算为 $\Gamma_a = \Gamma_b \sim n_e u_{th}$, 其中 u_{th} 是电子热速度. 对于平板电极, $\Lambda_{th} = 2 n_e u_{th} / l$, l 是两电极之间的距离.

下面考虑方程(10)中对流项 $-\frac{\nu_e}{r} \mu_e \nabla \cdot (n_e \mathbf{E})$. 假设电场的非均匀性远大于电子密度的非均匀性, 即 $\left| \frac{\nabla \cdot \mathbf{E}}{E} \right| \gg \left| \frac{\nabla n_e}{n_e} \right|$, 则有

$$\nabla \cdot (n_e \mathbf{E}) \approx n_e \nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{q}{\epsilon_0} (n_p - n_n - n_e) n_e .$$

对于图 4 中显示的由抽运脉冲引起的离子振荡,通过电极的平均电子通量为

$$\frac{v_e}{r} \mu_e \frac{q}{\epsilon_0} (n_p - n_n - n_e) n_e \cdot p(n_e + n_n - n_p),$$

其中

$$p(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0, \\ 0 & x < 0, \end{cases}$$

只有势场为负时(见图 4),才有通过电极的电子通量.上式被简化处理为如下形式:

$$\frac{v_e}{r} \mu_e \frac{q}{\epsilon_0} (n_p - n_n - n_p) \cdot p(n_e + n_n - n_p) \cdot n_e . \quad (11)$$

现在,方程(10)可写成下面的形式:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} - Z \frac{\partial n_e}{\partial t} \\ & + \frac{v_e}{r} \left[\frac{\partial n_e}{\partial t} - \mu_e \frac{q}{\epsilon_0} (n_p - n_n - n_e) \right. \\ & \left. \cdot p(n_n + n_e - n_p) \cdot n_e \right. \\ & \left. + 2u_{th}/l \cdot n_e - Z n_e \right] = 0. \end{aligned} \quad (12)$$

注意:方程(12)不能线性化,因为在现在的条件下 $\Delta n_e \ll n_e$ 不能被满足.

方程(6)和方程(12)完整地描述了所研究的体系.其归一化形式可写为

$$\frac{d^2 X}{dT^2} = -d \frac{dX}{dT} - aX + aY, \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Y}{dT^2} = & \left(c - \frac{2\pi^2}{br} \right) \frac{dY}{dT} + \frac{2\pi^2}{r} (X - Y) \cdot p(Y - X) \\ & \cdot Y + \frac{2\pi^2(c-f)}{br} Y, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $T = 2\pi/\omega_0 \cdot t$, $X = (n_p - n_n)/n_0$, $Y = n_e/n_0$, $a = 4\pi^2 n_i/n_0$, $b = \pi/\nu'_e$, $\nu'_e = \nu_e/\omega_0$, $c = 2\pi Z'$, $Z' = Z/\omega_0$, $d = 2\pi\nu'_i$, $\nu'_i = \nu_i/\omega_0$, $f = 2\pi/\omega_0 \cdot 2u_{th}/l$. 这里 $\omega_0 = \left(\frac{2e^2 n_0}{\epsilon_0 M_i} \right)^{1/2}$, m_0 是计算中的控制参数.通常定义 $a = 4\pi^2$ 从而使 $\omega_0 = \omega_i$, 即时间单位为离子振荡周期.方程(13)和方程(14)组成描述电子与离子振荡的相互作用的整体模型.

3. 结果与讨论

下面将用方程(13)和方程(14)组成的整体模型讨论电子与离子振荡的相互作用.在没有特别说

明的情况下,参数 a, b, f 分别定义为 $a = 4\pi^2$, $b = \pi/0.3$ 或 $\pi/0.03$ (不同气压) $f = 1$. 这些参数的选择对于后面的数值模拟来说也是合理的.另外,为简化讨论,选择 $d = 0$.

1) 电离率 c 小于电离阈值.为简化讨论,假设 $c = 0$, 即电离不存在.这样可以在一个简化的体系中更容易地讨论电子损失机理.

假设初始条件为 $\frac{dX}{dT} \Big|_{t=0} = 0$, $X \Big|_{t=0} = 0.021$,

$\frac{dY}{dT} \Big|_{t=0} = 0$, $Y \Big|_{t=0} = 0.004$, 简记为 $[0, 0.02, 0, 0.004]$. 数值计算方程(13)和方程(14),计算结果由图 2(a) 和(c)显示.这两张图中气压不同,从而电子迁移率不同.下面讨论计算结果.

首先考察方程(14)中的 $(X - Y) \cdot p(Y - X)$ 这一对流项.计算结果由图 2(b) 和(d)表示.这一项以离子振荡频率振荡.主要由方程(13)所描述.在电子完全损失之前,这一项略有下降.注意到电子密度变化比离子振荡慢许多,可以粗略地认为这一项的时间平均值(对每一个离子振荡周期进行平均)对电子密度变化起主要作用. $c = 0$ 时方程(14)可写成

$$\begin{aligned} \frac{d^2 Y}{dT^2} = & -\frac{2\pi^2}{br} \frac{dY}{dT} + \frac{2\pi^2}{r} (X - Y) \cdot p(Y - X) \\ & \cdot Y - \frac{2\pi^2 f}{br} Y. \end{aligned} \quad (15)$$

该方程可以看成阻尼振荡方程.振荡频率为

$$\begin{aligned} \Omega = & \sqrt{\frac{2\pi^2}{br} [-b(X - Y) \cdot p(Y - X)_T + f]} \\ = & \sqrt{\frac{2\pi^2}{br} (\gamma_1 + \gamma_2)}, \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $\gamma_1 = -b \cdot (X - Y) \cdot p(Y - X)_T$, $\gamma_2 = f$. 阻尼率为 $\Gamma = \frac{\pi^2}{br}$. Ω 和 Γ 都随 r 减小而增长.

下面讨论不同 r 值对体系性质的影响.

(i) 体系在 $\Gamma > \Omega$, 即 $r < r_c = \frac{\pi^2}{2b(\gamma_1 + \gamma_2)}$ 时是

过阻尼的.电子密度(Y)随时间减少并趋向于 0. 这对应于图 2(a) 中 $r = 0.44, 0.2, 0$ 的曲线和图 2(c) 中 $r = 0.03, 0.01, 0$ 的曲线.其中 $r = 0$ 时曲线以指数 $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ 下降.

(ii) 如果 $\Gamma < \Omega$, 即 $r > r_c$, 体系是欠阻尼的.电子密度以振荡方式(频率为 Ω)在半个周期内陡降到 0. 图 2(a) 中 $r = 1, 0.6$ 的曲线和图 2(c) 中 $r = 1, 0.2$ 的曲线对应于这种情况.注意图 2(c) 中 $r =$

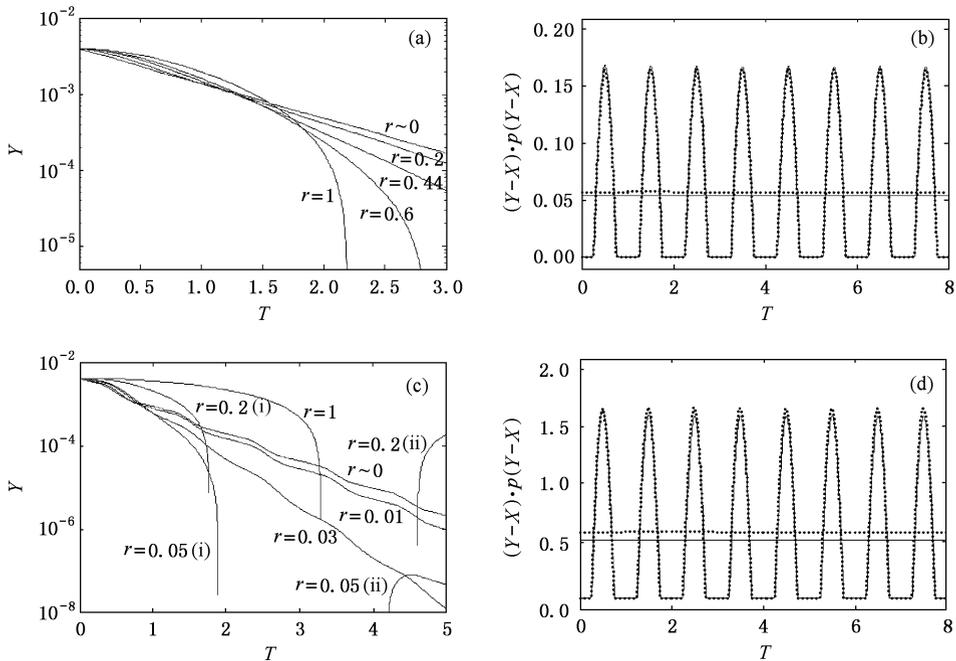


图2 电离率为0时方程(13),(14)的数值解 (a) $b = \pi/0.3$ 时,不同 r 值的体系中电子密度随时间的演化;(b) $b = \pi/0.3$ 时 $Y - X$ 随时间的演化(实线、虚线分别对应 $r = 0$ 和 $r = 0.6$ 的情形);(c) $b = \pi/0.03$ 时,不同 r 值的体系中电子密度随时间的演化;(d) $b = \pi/0.3$ 时 $Y - X$ 随时间的演化(实线、虚线分别对应 $r = 0$ 和 $r = 0.2$ 的情形)

0.2 的后半段曲线没有物理意义. 图 2(c) 显示, 在高电子迁移率的情况下, $r \sim 0$ 的曲线有一些小的振荡结构. 这是因为对流项贡献较大的缘故.

总之, 存在一个临界值 r_c , 它决定了电子和离子振荡的相互作用的性质, 导致了不同形式的电子损失: $r < r_c$ 时, 电子密度以指数形式下降; 当 $r > r_c$ 时, 电子密度以振荡方式陡降到 0. 这显示出在高 r 值的情况下, 电子和离子振荡相互作用更强.

2) $c > 0$, 并假设电离率为常数. 除了电子与边界上的电极碰撞损失以外, 不考虑其他电子损失机理. 这与脉冲放电的主动放电阶段早期相对应. 在这个阶段, 离子振荡很容易在抽运脉冲的扰动下产生^[6].

在初始条件 $[0, 0.02, 0, 0.004]$ 的情况下数值计算方程(13),(14). 计算结果显示于图 3(a)和(c). 此时电离率 c 略大于阈值. 下面讨论计算结果. 将方程(14)改写为

$$\frac{d^2 Y}{dT^2} + 2\beta \frac{dY}{dT} + (\Omega^2 - H^2) \cdot Y = 0, \quad (17)$$

其中

$$2\beta = \frac{2\pi^2}{br} - c,$$

$$\begin{aligned} \Omega^2 &= \frac{2\pi^2}{br} [-k(X - Y) \cdot p(Y - X)_T + f] \\ &= \frac{2\pi^2}{br} (\gamma_1 + \gamma_2) \\ &= \Omega_1^2 + \Omega_2^2, \\ \Omega_{1,2}^2 &= \frac{2\pi^2}{br} \gamma_{1,2}, \\ H^2 &= \frac{2\pi^2 c}{br}. \end{aligned}$$

方程(17)的本征值为

$$\lambda_{1,2} = -\beta \pm \sqrt{\beta^2 - \Omega^2 + H^2}. \quad (18)$$

如果 $\beta < 0$, 即 $c > \frac{2\pi^2}{br}$, $\lambda_1 > 0$, 相应的解随时间增长. 如果 $\beta > 0$, 即 $c < \frac{2\pi^2}{br}$, $\lambda_1 > 0$ 仍然满足, 只要 $H^2 > \Omega^2$, 即 $c > \gamma_1 + \gamma_2$. 因此, 方程(17)有时间增长解的条件如下: 1) 如果 $\frac{2\pi^2}{br} > \gamma_1 + \gamma_2$, 即 $r < \frac{2\pi^2}{k(\gamma_1 + \gamma_2)} = 4r_c$, 条件为 $c > \gamma_1 + \gamma_2$, 与 r 无关; 2) 如果 $r > 4r_c$, 条件为 $c > \frac{2\pi^2}{br}$, 与 r 有关. 该阈值小于 $r < 4r_c$ 时的阈值.

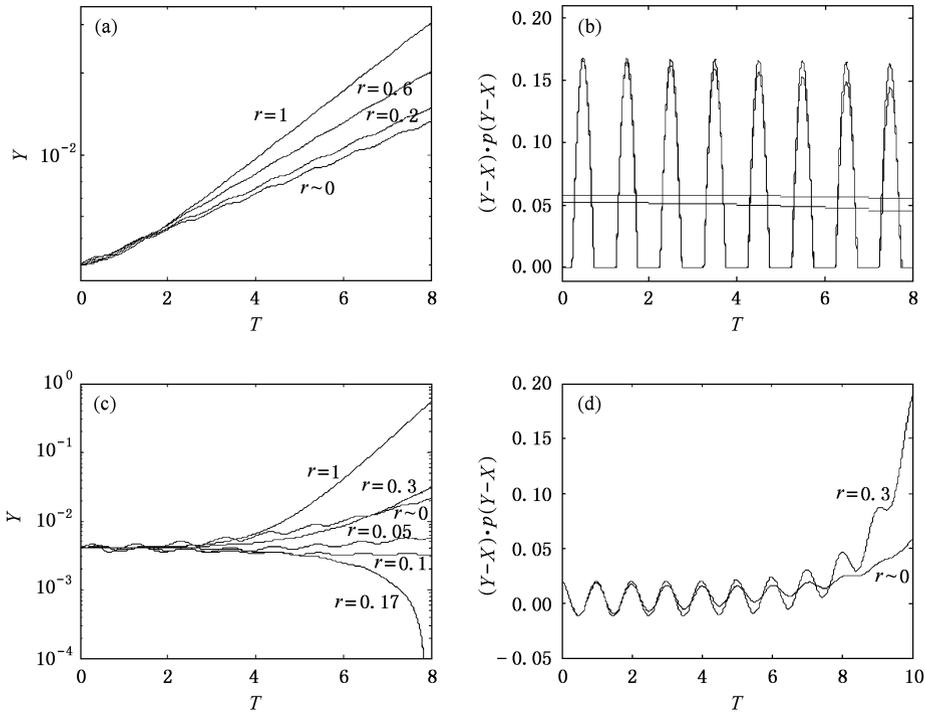


图3 考虑电离率 c 时方程 (13), (14) 的数值解 (a) $b = \pi/0.3$, $c = 1.2$ 时, 不同 r 值的体系中电子密度随时间的演化; (b) $b = \pi/0.3$ 时 $Y - X$ 随时间的演化 (实线、虚线分别对应 $r = 0$ 和 $r = 0.6$ 的情形); (c) $b = \pi/0.03$, $c = 1.53$ 时, 不同 r 值的体系中电子密度随时间的演化; (d) $b = \pi/0.3$ 时 $Y - X$ 随时间的演化 (实线、虚线分别对应 $r = 0$ 和 $r = 0.2$ 的情形)

对于图 3(a) 中的所有曲线 $r < 4r_c$ ($r_c \approx 0.44$) 总是被满足, 所以阈值为 $c > \gamma_1 + \gamma_2 \approx \gamma_2$, 即 $H^2 > \Omega^2$. 按照计算条件 $b = \pi/0.3$, $c = 1.2$, 总有 $\beta > 0$. 尽管阈值与 β 无关, 增长率仍是 β 的函数: $\lambda_1 = -\beta \left[1 - \sqrt{1 + \frac{H^2 - \Omega^2}{\beta^2}} \right] \approx \frac{H^2 - \Omega^2}{2\beta} \approx \frac{c - \gamma_2}{1 - \frac{bc}{2\pi^2} r}$, 其中

假设 $H^2 - \Omega^2 \ll \beta^2$ (电离率 c 与阈值接近) 和 $\gamma_1 \ll \gamma_2$ (低电子迁移率). 因此, 增长率 λ_1 随 r 下降而下降, 如图 3(a) 所示.

图 3(c) 给出 $r_c \approx 0.02$ 的例子. 图中曲线可按 $r < 4r_c$ 和 $r > 4r_c$ 分为两组. 首先看 $r < 4r_c$ 的一组 ($r = 0.05$ 和 $r \rightarrow 0$). 在给定条件下, $r > \gamma_1 + \gamma_2$ 可以满足. 增长率 $\lambda_1 \approx (c - \gamma_1 - \gamma_2) \left(1 - \frac{bc}{2\pi^2} r \right)$, 与图 3(a) 情形相似, 只是这里 γ_1 不可忽略, 因为电子迁移率低. 下面考虑 $r > 4r_c$ 的情形. 按照条件 $c > \frac{2\pi^2}{br}$, $r > 0.12$ 时电子密度随时间增长. 事实上由于离子振荡直接导致的振荡结构 (见图 3(c)), $r > r_1$ (~ 0.235) 才能保证电子密度在变化过程中不会下

降到 0. 这样, 在 $4r_c (\sim 0.08) < r < r_1$ 时, 电子密度将下降到 0. 从图 3(c) 中的相应曲线 (例如 $r = 0.17$) 可以看出, 下降的方式比指数形式快得多, 这与图 3(c) 的讨论相一致. 这时体系处于前面所讨论的欠阻尼状态. 在 $r = 0.05$ 时, 相应曲线中的振荡结构说明电子通过电极的流量更明显地被离子振荡所控制, 这是由于高电子迁移率和低 r 值所致.

从以上讨论可以清楚地看到电子密度增长的阈值随 r 的变化是非单调的: 当 $r < 4r_c$ 时, 电子密度随时间而增长的条件为 $c > \gamma_1 + \gamma_2$; 当 $r > 4r_c$ 时, 该条件为 $r > r_1$. 在 $4r_c < r < r_1$ 区域内, 电子密度将下降到 0, 且下降的方式比指数形式快得多.

4. 数值模拟

现在考察 RF 负电性放电的早期主动放电阶段. 一旦 RF 驱动打开, 电场将随电子温度上升而增大^[11]. 如果离子等离子体频率大于离子-中性粒子碰撞频率, 离子振荡就会由于离子的惯性而产生^[6]. 在这节将用 1 维 PIC-MCC 程序^[9]来考察离子振荡对

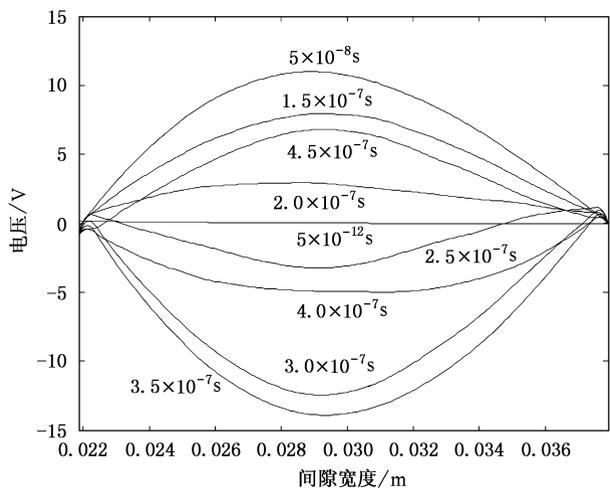


图 4 电势场的空间分布随时间的变化(从中可以看出离子振荡的影响)

RF 负电性放电的早期主动放电阶段的影响. 整个体系的结构与图 1 所描述的相同. 在此以氧正负离子等离子体为研究对象. 气压设定为 $100 \times 133\text{Pa}$ 或 $95 \times 133\text{Pa}$ 两种情形. 等离子体中含有 O_2^+ , O^- 和少量电子. 初始数密度分别为 $2 \times 10^{15} \text{m}^{-3}$, $2 \times$

10^{15}m^{-3} 和 $1 \times 10^{13} \text{m}^{-3}$. 为避免对离子振荡的人为影响, 先将模拟程序在不加任何电压的情形下预先运行一段时间, 然后再将 RF 偏压加到电极上.

下面是模拟结果及其讨论. 图 4 给出空间电势的最初几个离子振荡周期内的时间变化. 空间电势的形状在加上偏压很长一段时间后可能有变化. 但是在下面的结果中可从看到, 最初几个离子振荡周期是最重要的. 为了描述这个体系, 方程(10)中还要加上外加 RF 偏压所导致的通过电极的电子流量的影响. 这样, 方程(10)改写为

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial t^2} - Z \frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{v_e}{r} \left[\frac{\partial n_e}{\partial t} + \Lambda_{\text{conv}} + \Lambda_{\text{th}} + \Lambda_{\text{RF}} - Z n_e \right] = 0, \quad (19)$$

其中 Λ_{conv} , Λ_{th} 和 Λ_{RF} 都是通过电极的电子流量的贡献, 分别由离子振荡、电子热运动和 RF 偏压引起. 与方程(17)中定义的参数类似, 在此定义 $\Omega^2 = \Omega_1^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2$, 其中 Ω_1^2 和 Ω_2^2 与前面定义的相同, Ω_3^2 则是 RF 偏压的贡献. 如果要用整体模型对这个体系进行描述, 则要给出详细的 $\Lambda_{\text{RF}}^{[10]}$ 和 $Z^{[11]}$. 另外,

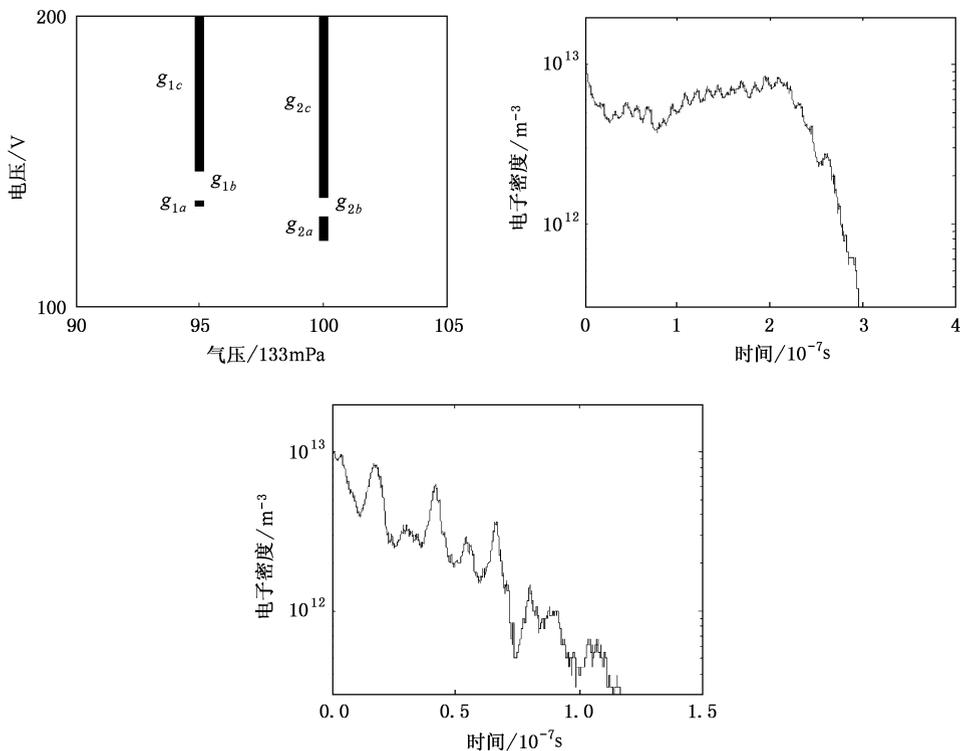


图 5 (a)在不同气压时维持放电的 RF 偏压的范围(在参数区域 g_{1a} , g_{1c} , g_{2a} , g_{2c} 中放电可以维持); (b) 在参数区域 g_{1b} 时电子密度随时间的演化 (RF 偏压为 129V); (c) 在参数区域 g_{1a} (未显示, 气压 $95 \times 133\text{Pa}$, RF 偏压 $> 400\text{V}$) 时电子密度随时间的演化 (RF 偏压为 600V)

能量平衡方程也必须包括在方程组中^[15]. 现在采用 1 维 PIC-MCC 程序来研究这个体系, 并与方程(19)给出的结果相结合, 来验证前面所讨论的一些重要现象.

图 5(a) 描述了不同气压下放电维持 RF 偏压须满足的条件. 实线区域是放电能自持的 RF 偏压条件. 将它与通常的 RF 放电曲线比较, 可以发现参数区域的间隙 g_{1b} , g_{2b} 是通常放电曲线中没有出现过的. 而且可以看出, 这个间隙随气压上升而减小.

图 5(b) 和(c) 分别描述了在两个不能持续放电的参量区域 g_{1b} 和 g_{1d} (RF 偏压 > 400V) 中电子密度随时间的演化. 图 5(b) 中的曲线比指数衰减形式更剧烈地下降到 0; 而图 5(c) 中的曲线以指数形式衰减. 这显示了两种不同的电子损失机理, 就像图 2 (图 3) 中所讨论的.

以图 5(a) 中气压为 $95 \times 133\text{mPa}$ 的情况为例: 区域 g_{1a} , g_{1b} , g_{1c} 都是电离率大于传统的电离阈值的区域. 一方面, 按文献 [10], $\Gamma_w \propto \alpha (= eE_{rf}/m\nu_e\omega) \propto V_{rf}$, 其中 E_{rf} 和 V_{rf} 是外加 RF 电场和电压. 而在放电初期, γ 与 $-\Gamma_w$ 成线性函数关系. 所以 r 与 $-V_{rf}$ 是线性关系. 另一方面 $A_{rc} = \frac{2\pi^2}{k(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3)}$, 其中 $\gamma_3 \propto \alpha \propto V_{rf}$, 所以 $4r_c$ 随 V_{rf} 上升而下降的曲线是双曲线. 这样, 在 V_{rf} 较小时, 随 V_{rf} 上升 A_{rc} 下降比 r 快, $r > 4r_c$ 有可能实现. 图 5(b) 中电子密度剧烈地

下降到 0. 按照前面的理论分析, 该现象应该在 $r > 4r_c$ 时发生. 当 V_{rf} 进一步上升到一定程度, r 下降比 $4r_c$ 快, 进而有 $r < 4r_c$. 在 g_{1d} 区域 RF 偏压过大, r 变得更小. 图 5(c) 显示在参数区域 g_{1d} 电子密度近似按指数下降. 按照前面的理论分析, 该现象应该在体系处于欠阻尼状态 ($r < r_c$) 时发生. 另外, 该参数间隙在 $100 \times 133\text{mPa}$ 时变窄, 这是因为气压上升后电子迁移率减小, 离子振荡的作用下降.

综上所述, 数值模拟的结果可以用前面的理论在定性上很好地解释.

5. 结 论

我们建立了一个整体模型描述正负离子等离子体中离子振荡与少量电子的相互作用, 目的在于研究在主动放电阶段初期, 由抽运脉冲激发的离子振荡及其对放电自持条件的影响. 在模型中用描述电子流体经过单位时间后初始动量保存的程度的参数 r 描述电子流体与电极碰撞后的动量损失. 我们发现体系存在一个临界值 r_c . 它决定了电子在电极上损失的两种不同机理, 并对电子密度随时间的演化起重要作用. 这导致 RF 负电性脉冲放电主动放电阶段初期的自持放电条件参数空间中可以存在间隙. 更进一步地, 用以上理论分析的结果定性解释了相应的一维粒子模拟的计算结果.

- [1] Kaganovich I, Economou D J, Ramamurthi B N, Midha V 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 1918
- [2] Smith A, Overzet L J 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 82
- [3] Malyshev M V, Donnelly V M, Colonell J I, Samukawa S 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 4813
- [4] Gutsev S A, Kudryavtsev A A, Romanenko V A 1995 *Tech. Phys.* **40** 1131
- [5] Smith D, Dean A G, Adams N G 1974 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **7** 1944
- [6] Midha V, Ramamurthi B, Economou D J 2002 *J. Appl. Phys.* **91**

6282

- [7] Midha V, Economou D J 2001 *J. Appl. Phys.* **90** 1102
- [8] Smith H B 1998 *Phys. Plasma* **5** 3469
- [9] Vahedit V, DiPeso G, Birdsall C K, Liebermant M A, Rognlien T D 1993 *Plasma Sources Sci. Technol.* **2** 261
- Vahedit V, Birdsall C K, Liebermant M A, DiPeso G, Rognlien T D 1993 *Plasma Sources Sci. Technol.* **2** 273
- [10] Smith H B, Charles C, Boswell R W 2003 *Phys. Plasmas* **10** 875
- [11] Lieberman M A, Lichtenberg A J 1994 *Principles of Plasma Discharges and materials processing*, John Wiley and Sons

The effect of ion oscillation on the self-sustenance of low pressure electronegative discharge

Wu Yan-Qing Xiao Ti-Qiao

(*Shanghai Institute of Applied Physics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 , China*)

(Received 11 July 2005 ; revised manuscript received 4 December 2005)

Abstract

It is a common way to obtain ion-ion plasmas from pulsed electronegative discharges. The pumping pulse can excite ion oscillation at the early active glow stage of a pulsed electronegative discharge. To study the ion oscillation and its influence on the self-sustaining condition of the discharge, a global model was developed to describe the interaction between ion oscillation and a small amount of electrons in a low-pressure ion-ion plasma. A parameter r was introduced in this model to describe the momentum residual/loss of the electrons after the collision with the electrodes. It was found a critical value $r = r_c$ that differentiates two electron loss mechanisms. Another critical value $r = 4r_c$ determines two different threshold of the electron density growth. Thus, the threshold of the electron density growth is non-monotonously depend on r . Therefore, there might be a gap existing in the parameter space of the self-sustaining condition. The above result has been examined by a particle-in-cell simulation with Monte-Carlo collision (PIC-MCC).

Keywords : electronegative discharges , pulse discharge , ion oscillation

PACC : 5150 , 5280 , 5265