

背景气体对金属原子二维平面蒸发过程的影响

卢肖勇 张小章

Influence of background gas on two-dimensional metal evaporation

Lu Xiao-Yong Zhang Xiao-Zhang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 154701 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180066

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180066>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I15>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[针-板空气间隙流注放电起始过程的三螯IC/MCC仿真研究](#)

Three-dimensional PIC/MCC numerical study on the initial process of streamer discharge in a needle-plate electrode in atmospheric air

物理学报.2018, 67(4): 045101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.045101>

[流注放电低温等离子体中电子输运系数计算的蒙特卡罗模型](#)

Monte Carlo simulations of electron transport coefficients in low temperature streamer discharge plasmas

物理学报.2017, 66(19): 195101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.195101>

[跨流域高超声速绕流环境 Boltzmann 模型方程统一算法研究](#)

Gas-kinetic unified algorithm for hypersonic aerothermodynamics covering various flow regimes solving Boltzmann model equation

物理学报.2015, 64(22): 224703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224703>

[纳秒脉冲表面介质阻挡等离子体激励唯象学仿真](#)

Phenomenological modeling of nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge plasma actuation for flow control

物理学报.2015, 64(1): 015101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.015101>

## 背景气体对金属原子二维平面蒸发过程的影响

卢肖勇 张小章<sup>†</sup>

(清华大学工程物理系, 北京 100084)

(2018年1月9日收到; 2018年2月20日收到修改稿)

在原子蒸气法激光分离同位素中, 金属原子蒸气宏观物理性质的空间分布会直接影响到分离过程的电离率和原料利用率. 本文从分离过程的实际需求出发, 建立了双组分气体的 Bhatnagar-Gross-Krook 模型方程组, 并利用数值计算方法对方程进行求解, 研究了背景气体对二维平面蒸发过程中原子蒸气宏观物理性质和蒸发速率的影响. 研究表明: 随着背景气体密度的增加, 远离蒸发源位置处的金属原子蒸气密度增大, 速度减小, 温度升高, 而近蒸发源位置处原子蒸气的性质则几乎不受影响, 因而蒸发速率基本上不随背景气体密度发生变化. 另外, 随着尾料板温度的升高和对原子蒸气吸收率的增加, 金属原子蒸气宏观物理性质受背景气体的影响逐渐下降. 理论计算的结果对于分离装置的真空设计和光斑分布设计有较为重要的参考意义.

**关键词:** 模型方程, 背景气体, 金属蒸发, 蒸发速率

**PACS:** 47.45.-n, 51.10.+y

**DOI:** 10.7498/aps.67.20180066

## 1 引言

金属高温蒸发产生原子蒸气束的技术在真空光学镀膜技术、材料科学、超导物理、化学动力学, 特别是在原子蒸气法激光同位素分离领域得到了较为广泛的应用<sup>[1-7]</sup>. 由于金属原子蒸气的密度、速度和温度的空间分布会直接影响到分离过程中材料的利用率和光电离效果<sup>[8,9]</sup>, 为此人们做了大量的理论和实验研究工作<sup>[3,4,10-14]</sup>. 而在现有的理论研究中, 人们往往忽略了分离装置内背景气体(惰性保护气体、空气残留等)对金属蒸发过程的影响, 只对不考虑背景气体时金属原子蒸气在空间中的物理性质做了研究, 这与实际物理过程是不相符的. 因为金属原子蒸气在分离装置内的膨胀过程会导致其原子数密度降低( $10^{11}$ — $10^{13}$  cm<sup>-3</sup>), 几乎可以达到和背景气体数密度相同的数量级( $10^{11}$ — $10^{12}$  cm<sup>-3</sup>), 两种气体之间的相互碰撞作用会阻碍金属原子蒸气在蒸发空间内的运动, 影响原子密度、速度和温度的空间分布, 因此在研究金属原子蒸气蒸发膨胀的过程中, 必须要考虑背景气体的影响.

本文在之前学者理论研究工作的基础上<sup>[1,3,4]</sup>, 采用双组分气体 Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) 模型方程, 建立了考虑背景气体影响时的金属原子蒸气二维平面蒸发动力学方程组, 对蒸发空间内金属原子蒸气和背景气体的密度、温度和速度分布进行了数值计算, 得到了一些与不考虑背景气体时不同的结论, 这对于指导实验工作有更加实际的参考价值.

## 2 双组分气体的BGK模型方程组

图1为线形电子枪加热槽形坩埚中的金属产生原子蒸气的示意图, 由于槽形坩埚在  $y$  方向的尺度远大于  $x$  和  $z$  方向, 因此图1中的蒸发过程可视为二维平面蒸发. 考虑到蒸发过程物理模型的对称性, 理论计算时可以只考虑其右半部分, 在图1中  $z$  轴处采用对称边界条件即可.

考虑到蒸发空间内背景气体的存在, 定义金属原子蒸气和背景气体的分布函数分别为  $f_1(x, z, v_x, v_y, v_z)$  和  $f_2(x, z, v_x, v_y, v_z)$ , 假设两种气体之间不发生化学反应, 则定常、无外力条件下双组分气体的BGK模型方程式为<sup>[15-20]</sup>

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: zhangxzh@mail.tsinghua.edu.cn

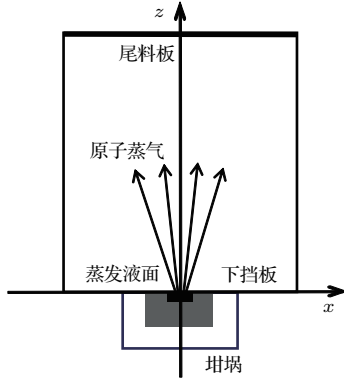


图1 二维平面蒸发示意图

Fig. 1. Schematic diagram of two-dimensional metal evaporation.

$$v_x \frac{\partial f_1}{\partial x} + v_z \frac{\partial f_1}{\partial z} = \omega_{11}(F_{11} - f_1) + \omega_{12}(F_{12} - f_1), \quad (1)$$

$$v_x \frac{\partial f_2}{\partial x} + v_z \frac{\partial f_2}{\partial z} = \omega_{22}(F_{22} - f_2) + \omega_{21}(F_{21} - f_2). \quad (2)$$

这里,  $F_{11}$ ,  $F_{22}$ ,  $F_{21}$ ,  $F_{12}$  为 Maxwell 分布函数, 其表达式如下:

$$F_{11} = \rho_1 \cdot \left( \frac{m_1}{2\pi k T_1} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{m_1(\mathbf{v} - \mathbf{u}_1)^2}{2k T_1} \right], \quad (3)$$

$$F_{12} = \rho_1 \cdot \left( \frac{m_1}{2\pi k T_{12}} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{m_1(\mathbf{v} - \mathbf{u}_{12})^2}{2k T_{12}} \right], \quad (4)$$

$$F_{22} = \rho_2 \cdot \left( \frac{m_2}{2\pi k T_2} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{m_2(\mathbf{v} - \mathbf{u}_2)^2}{2k T_2} \right], \quad (5)$$

$$F_{21} = \rho_2 \cdot \left( \frac{m_2}{2\pi k T_{21}} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{m_2(\mathbf{v} - \mathbf{u}_{21})^2}{2k T_{21}} \right]. \quad (6)$$

根据文献 [15] 中的推导,  $T_{21}$ ,  $T_{12}$ ,  $\mathbf{u}_{12}$ ,  $\mathbf{u}_{21}$  的表达式如下:

$$\mathbf{u}_{12} = \mathbf{u}_{21} = \frac{m_1 \mathbf{u}_1 + m_2 \mathbf{u}_2}{m_1 + m_2}, \quad (7)$$

$$T_{12} = T_1 + \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \left[ (T_2 - T_1) + \frac{m_2}{6k} (\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2)^2 \right], \quad (8)$$

$$T_{21} = T_2 + \frac{2m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \left[ (T_1 - T_2) + \frac{m_1}{6k} (\mathbf{u}_1 - \mathbf{u}_2)^2 \right]. \quad (9)$$

在 (1)–(9) 式中,  $\omega_{11}$ ,  $\omega_{22}$  为自碰撞频率;  $\omega_{12}$ ,  $\omega_{21}$  为互碰撞频率;  $\rho_i$ ,  $\mathbf{u}_i$ ,  $T_i$  和  $m_i$  ( $i = 1$  表示金属原子,  $i = 2$  表示背景气体原子, 下同.) 分别为两种气体的原子数密度、速度、温度和原子质量;  $k$  为 Boltzmann 常数;  $\mathbf{u}_{12}$ ,  $\mathbf{u}_{21}$ ,  $T_{12}$ ,  $T_{21}$ ,  $F_{12}$ ,  $F_{21}$  为引入的计算参量;  $F_{11}$  和  $F_{22}$  分别为金属蒸气和背景气体的平衡态分布函数;  $f_1$  和  $f_2$  分别为金属蒸气和背景气体的实际分布函数. 原子之间的碰撞采用硬球模型, 为简化差分求解过程, 对 (1)–(6) 式做无量纲化处理, 定义:

$$x^* = \frac{x}{D}, \quad z^* = \frac{z}{D}, \quad \rho_i^* = \frac{\rho_i}{\rho_{S1}}, \quad \mathbf{u}_i^* = \frac{\mathbf{u}_i}{v_{S1}},$$

$$\mathbf{v}^* = \frac{\mathbf{v}}{v_{S1}}, \quad T_i^* = \frac{T_i}{T_S}, \quad f^* = f / \left( \frac{m_1}{2k T_S} \right)^{3/2}; \quad (10)$$

$$Kn = \frac{\lambda_{S1}}{D}, \quad \omega_{11} = \frac{v_{T1}}{\lambda_{S1}}, \quad \lambda_{S1} = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \rho_{S1} d_1^2},$$

$$v_{T1} = \sqrt{\frac{8k T_S}{\pi m_1}}, \quad v_{S1} = \sqrt{\frac{2k T_S}{m_1}}, \quad (11)$$

其中,  $\lambda_{S1}$  和  $Kn$  分别为液面中心处的金属原子的平均分子自由程和 Knudsen 数;  $D$  为蒸发液面的宽度;  $\rho_{S1}$ ,  $T_S$ ,  $v_{S1}$  和  $v_{T1}$  分别为液面中心处的金属原子的密度、温度、最可几速率和平均热运动速率;  $d_i$  ( $i = 1, 2$ ) 为两种气体的原子直径. 由于  $y$  轴方向已假设为无限长, 引入计算参量  $g_i$  和  $h_i$  ( $i = 1, 2$ ):

$$g_i = \int_{-\infty}^{+\infty} f_i dv_y, \quad h_i = \int_{-\infty}^{+\infty} f_i \cdot v_y^2 dv_y$$

$$(i = 1, 2), \quad (12)$$

并去掉无量纲化变量中的 \* 上标, 则 (1)–(9) 式变为

$$v_x \frac{\partial g_1}{\partial x} + v_z \frac{\partial g_1}{\partial z} = \frac{2}{\sqrt{\pi} Kn} \left[ \rho_1 (G_{11} - g_1) + \rho_2 (G_{12} - g_1) \frac{d_2}{d_1} \right], \quad (13)$$

$$v_x \frac{\partial h_1}{\partial x} + v_z \frac{\partial h_1}{\partial z} = \frac{2}{\sqrt{\pi} Kn} \left[ \rho_1 (H_{11} - h_1) + \rho_2 (H_{12} - h_1) \frac{d_2}{d_1} \right], \quad (14)$$

$$v_x \frac{\partial g_2}{\partial x} + v_z \frac{\partial g_2}{\partial z} = \frac{2}{\sqrt{\pi} Kn} \left[ \rho_2 (G_{22} - g_2) \frac{d_2^2}{d_1^2} + \rho_1 (G_{21} - g_2) \frac{d_2}{d_1} \right], \quad (15)$$

$$v_x \frac{\partial h_2}{\partial x} + v_z \frac{\partial h_2}{\partial z} = \frac{2}{\sqrt{\pi}Kn} \left[ \rho_2(H_{22} - h_2) \frac{d_2^2}{d_1^2} + \rho_1(H_{21} - h_2) \frac{d_2}{d_1} \right], \quad (16)$$

$$G_{11} = \frac{\rho_1}{\pi \cdot T_1} \exp \left[ -\frac{(v_x - u_{x1})^2 + (v_z - u_{z1})^2}{T_1} \right], \quad H_{11} = \frac{T_1}{2} G_{11}, \quad (17)$$

$$G_{22} = \frac{\rho_2 m_2}{\pi \cdot m_1 T_2} \exp \left[ -\frac{m_2(v_x - u_{x2})^2 + m_2(v_z - u_{z2})^2}{m_1 T_2} \right], \quad H_{22} = \frac{m_1 T_2}{2 m_2} G_{22}, \quad (18)$$

$$G_{12} = \frac{\rho_1}{\pi \cdot T_{12}} \exp \left[ -\frac{(v_x - u_{x12})^2 + (v_z - u_{z12})^2}{T_{12}} \right], \quad H_{12} = \frac{T_{12}}{2} G_{12}, \quad (19)$$

$$G_{21} = \frac{\rho_2 m_2}{\pi \cdot m_1 T_{21}} \exp \left[ -\frac{m_2(v_x - u_{x21})^2 + m_2(v_z - u_{z21})^2}{m_1 T_{21}} \right], \quad H_{21} = \frac{m_1 T_{21}}{2 m_2} G_{21}. \quad (20)$$

两种气体无量纲化的原子数密度  $\rho_i$  ( $i = 1, 2$ )、宏观速度  $u_i$  ( $i = 1, 2$ )、温度  $T_i$  ( $i = 1, 2$ ) 由下式得到:

$$\rho_i = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g_i dv_x dv_z \quad (i = 1, 2), \quad (21)$$

$$u_{xi} = \frac{1}{\rho_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_x g_i dv_x dv_z \quad (i = 1, 2), \quad (22)$$

$$u_{zi} = \frac{1}{\rho_i} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} v_z g_i dv_x dv_z \quad (i = 1, 2), \quad (23)$$

$$T_1 = \frac{2}{3\rho_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [(v_x - u_{x1})^2 + (v_z - u_{z1})^2] g_1 dv_x dv_z + \frac{2}{3\rho_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h_1 dv_x dv_z, \quad (24)$$

$$T_2 = \frac{2m_2}{3m_1\rho_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [(v_x - u_{x2})^2 + (v_z - u_{z2})^2] g_2 dv_x dv_z + \frac{2m_2}{3m_1\rho_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h_2 dv_x dv_z. \quad (25)$$

(13)—(25) 式即为无量纲化后的双组分气体 BGK 模型方程组。

计算采用如下边界条件<sup>[21]</sup>: 对称轴处两种气体均采用镜面反射边界. 金属原子蒸气在尾料板和右边界处采用全吸收边界, 即入射到此边界的金属原子无返回, 模拟区域下边界 (不含蒸发源) 为有一定吸收率的漫反射边界, 蒸发液面处的金属原子速度采用半边 Maxwell 分布, 其表达式参见文献<sup>[3]</sup>. 背景气体在尾料板和下边界处采用完全漫反射边界条件, 漫反射的背景气体运动速度对应的温度为边界温度, 右边界采用半边 Maxwell 分布.

金属的蒸发速率由下式得到:

$$\Gamma = \int_{-D/2}^{D/2} \rho_1^{\text{source}} u_{z1}^{\text{source}} dl, \quad (26)$$

其中,  $\rho_1^{\text{source}}$  和  $u_{z1}^{\text{source}}$  分别表示蒸发源处的金属原子蒸气密度和  $z$  方向速度分量.

### 3 计算结果及分析

在以下的计算结果中, 如不做额外说明, 均使用以下计算参数: 模拟金属为 Gd, Gd 原子蒸气在蒸发源处的 Knudsen 数为 0.1, 下边界对金属原子蒸气的吸收率为 0.5; 背景气体为 Ar, 其在右边界处的密度为 0.05 (左右边界可视为背景气体的入射源, 以下简称背景气体源, 入射的背景气体密度即为分离装置所在真空腔的背景气体密度), 温度为 0.15, 尾料板温度为 0.15. 计算结果均采用无量纲化的数值.

#### 3.1 金属原子蒸气及背景气体的空间物理性质

图 2 分别为金属原子蒸气的密度、温度、 $x$  方向速度和  $z$  方向速度分布图 (每张图的左半部分为不考虑背景气体影响时的分布, 右半部分为考虑背景气体影响时的分布); 图 3 为考虑背景气体影响时, 背景气体和金属原子蒸气的密度和温度分布图 (每张图中的左半部分为背景气体的分布, 右半部分为金属原子蒸气的分布); 图 4 为考虑背景气体影响时, 背景气体和金属原子蒸气的流场图 (图的左半部分为背景气体的流场, 右半部分为金属原子蒸气的流场). 如图 2 所示, 当不考虑背景气体的影响时, 金属原子蒸气的密度、速度和温度的空间分布与已发表文献中的计算结果符合得很好<sup>[3,13]</sup>. 当考虑蒸发空间中背景气体的影响时, 金属原子蒸气的空间物理性质与不考虑背景气体时存在明显的差别: 在

靠近蒸发源的位置处, 金属原子蒸气的密度、温度和速度分布无明显变化; 在远离蒸发源的位置处, 金属原子蒸气密度增大, 温度升高,  $x$  方向和  $z$  方向速度减小. 结合图 2 和图 3 中的模拟结果, 对这种变化做如下解释: 由于金属原子蒸气和背景气体原子之间的相互碰撞作用, 两种气体之间存在动量和能量交换, 因此在越靠近蒸发源的位置, 背景气体的密度越小, 温度越高, 图 3 的计算结果显示了这

种变化趋势. 由于靠近蒸发源位置处金属原子蒸气密度远大于背景气体密度, 因此金属原子蒸气的运动受背景气体的影响很小, 其物理性质的空间分布与不考虑背景气体时无明显差别; 而在远离蒸发源的位置, 两种气体的密度大致相同, 背景气体会阻碍金属原子蒸气向尾料板和左右边界的运动, 因此金属原子蒸气的  $x$  方向和  $z$  方向速度降低, 其密度相对增大.

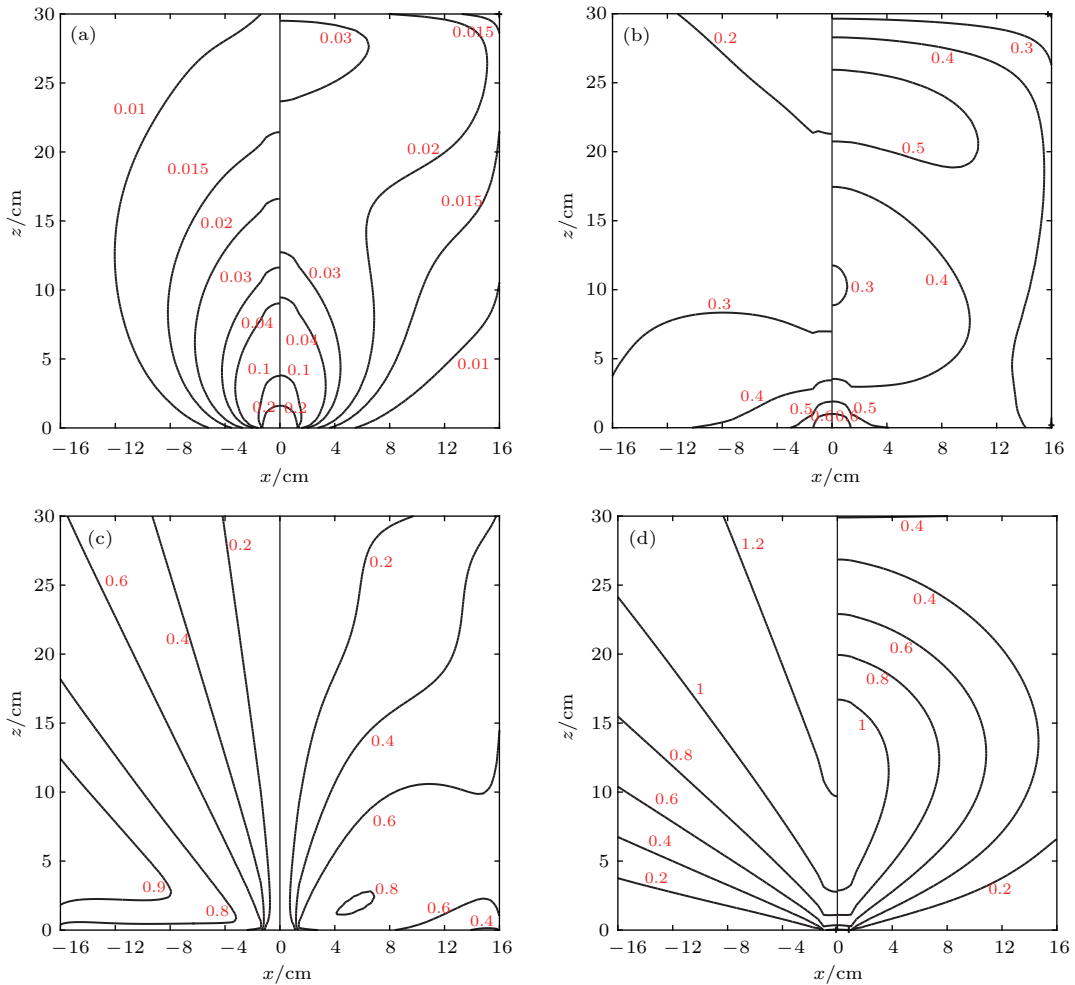


图 2 金属原子蒸气的密度、温度和速度分布 (a) 密度; (b) 温度; (c)  $x$  方向速率; (d)  $z$  方向速度  
 Fig. 2. Distribution of density, temperature and velocity of metal vapor: (a) Density; (b) temperature; (c)  $x$ -direction velocity; (d)  $z$ -direction velocity.

另外, 图 2(a) 和图 2(d) 显示当考虑背景气体的影响时, 在靠近尾料板的位置处, 随着与尾料板距离的减小, 金属原子蒸气的密度增大,  $z$  方向速度减小, 这与不考虑背景气体影响时金属原子蒸气空间物理性质的变化趋势有明显的不同. 这种现象可以做如下解释: 由于尾料板对背景气体的完全漫反射作用且尾料板温度较低, 导致从尾料板漫

反射出来的背景气体原子的运动速度较小, 聚集在尾料板附近 (如图 3(a) 所示), 这影响了金属原子蒸气在尾料板上的附着, 因此尾料板附近金属原子蒸气的密度增大,  $z$  方向速度下降, 从图 4 中两种气体的流场图也可以看出, 在尾料板附近金属原子蒸气的流动方向开始偏向两侧边界,  $z$  方向速度减小.

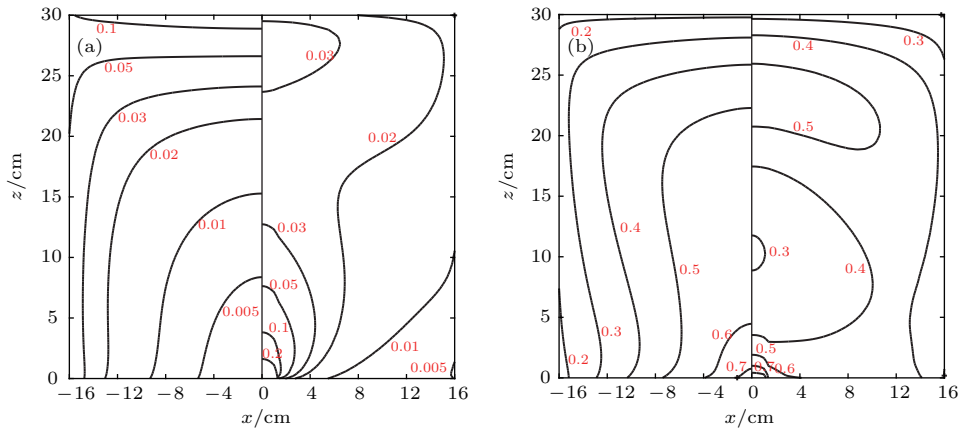


图3 背景气体和金属原子蒸气的密度和温度分布 (a) 密度; (b) 温度

Fig. 3. Distribution of density and temperature of background gas and metal vapor: (a) Density; (b) temperature.

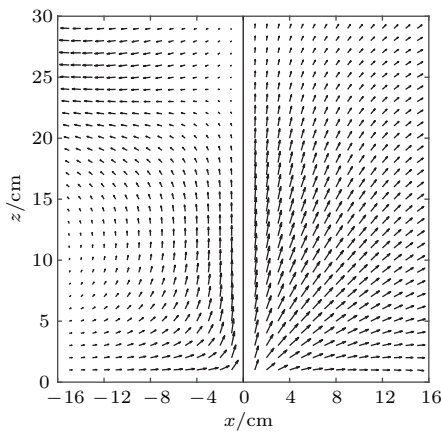


图4 背景气体和金属原子蒸气的流场图

Fig. 4. Flow field of metal vapor and background gas.

### 3.2 背景气体源密度对金属原子蒸气蒸发过程的影响

图5表示当背景气体源的密度取不同值时,  $z$ 轴上金属原子蒸气的密度和  $z$ 方向速度的分布.

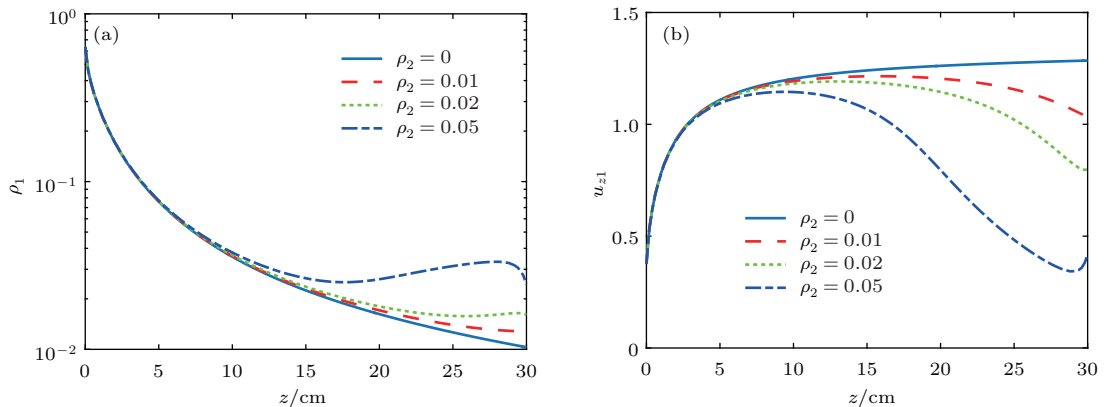


图5 不同背景气体源密度条件下,  $z$ 轴上金属原子蒸气 (a) 密度和 (b)  $z$ 方向速度分布

Fig. 5. Distribution of (a) density and (b)  $z$ -direction velocity of metal vapor along  $z$  axis at different densities of background gas.

表1则为对应的金属蒸发速率(蒸发源处金属原子蒸气的通量)的变化. 计算结果表明: 金属蒸发速率随着背景气体源密度的增加有微量的下降, 如表1所列, 背景气体源的密度为0.05时, 金属蒸发速率仅比无背景气体时少0.06%. 这是因为在蒸发源附近的位置处, 由于金属原子的密度远大于背景气体原子的密度, 金属原子蒸气的密度、温度和速度分布几乎不受背景气体密度的影响, 因而蒸发速率随着背景气体源密度的增加无明显降低, 同样地, 此处金属原子蒸气的密度和  $z$ 方向速度分布亦

表1 背景气体密度对蒸发速率的影响

Table 1. Influence of density of background gas on evaporation rate.

	背景气体密度			
	0	0.01	0.02	0.05
蒸发速率	0.29102	0.29099	0.29096	0.29084

基本不受影响. 在远离蒸发源的位置处, 随着背景气体源密度的增加, 金属原子在向吸收边界运动的过程中受到的阻碍作用增强, 金属原子蒸气密度增加,  $z$  方向速度则减小.

### 3.3 尾料板温度对金属原子蒸气蒸发过程的影响

图6表示当尾料板的温度取不同值时,  $z$  轴上金属原子蒸气的密度和  $z$  方向速度的分布. 从图6所示计算结果可以看出, 随着尾料板温度的升高, 远离尾料板位置处金属原子蒸气的物理性质基本不发生变化, 而在靠近尾料板处金属原子蒸气的密度降低,  $z$  方向速度增大. 出现这种现象的原因在于随着尾料板温度的升高, 从尾料板漫反射出来的背景气体原子的运动速度增大, 密度则相对降低, 在靠近尾料板的位置处, 其对金属原子蒸气运动的阻碍作用降低, 因此金属原子蒸气的密度降低,  $z$  方向速度增大, 而在远离尾料板的位置处, 背景气体的密度很低, 因此尾料板温度基本不影响此处金属原子蒸气的物理性质.

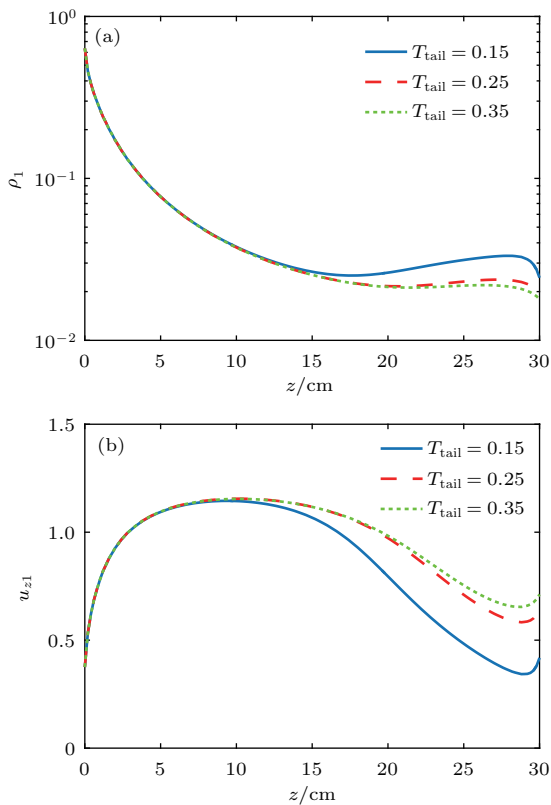


图6 不同尾料板温度条件下,  $z$  轴上金属原子蒸气的 (a) 密度和 (b)  $z$  方向速度分布

Fig. 6. Distribution of (a) density and (b)  $z$ -direction velocity of metal vapor along  $z$  axis at different temperatures of tailing plate.

### 3.4 尾料板吸收率对金属原子蒸气蒸发过程的影响

当在有些情况下需要对尾料板进行加热处理时, 尾料板对金属原子蒸气的吸收率会有所下降(吸收率和尾料板温度、材料种类和表面处理情况等因素有关). 图7表示当尾料板对金属原子蒸气吸收率取不同值时(尾料板归一化温度取0.5),  $z$  轴上金属原子蒸气的密度和  $z$  方向速度的分布, 表2则为对应的尾料板处金属原子蒸气的蒸镀速率(尾料板处金属原子蒸气的  $z$  方向通量). 从图7所示的计算结果可以看出, 随着尾料板对金属原子蒸气吸收率的降低, 远离尾料板位置处金属原子蒸气的物理性质基本不发生变化, 而在靠近尾料板处金属原子蒸气的密度升高,  $z$  方向速度下降. 这是因为随着尾料板吸收率的降低, 靠近尾料板位置处的金属原子一部分来源于蒸发源, 另一部分来自于尾料板, 且由于来自尾料板的金属原子  $z$  方向

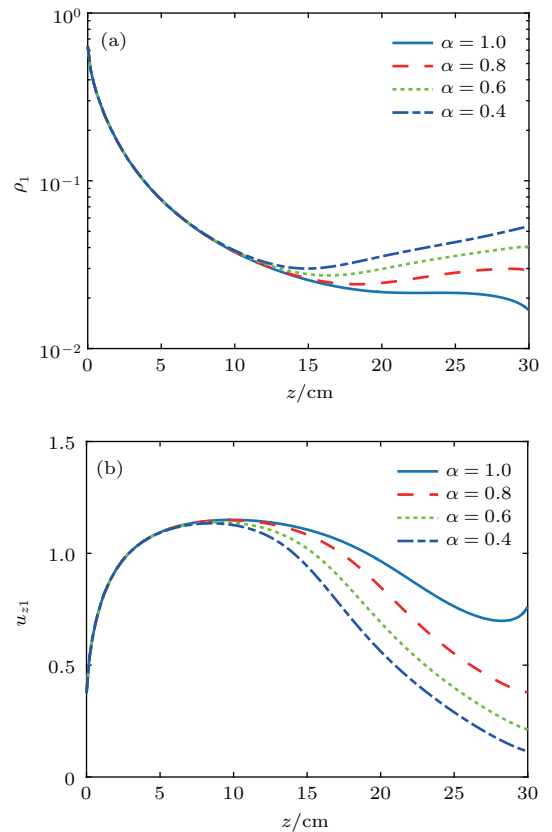


图7 不同尾料板吸收率条件下,  $z$  轴上金属原子蒸气的 (a) 密度和 (b)  $z$  方向速度分布

Fig. 7. Distribution of (a) density and (b)  $z$ -direction velocity of metal vapor along  $z$  axis at different absorption rates of tailing plate.

速度朝下, 因此该位置处金属原子蒸气密度升高,  $z$  方向速度下降. 表 2 所列数据则反映出尾料板的吸收率对金属原子的附着有很大影响, 因此在提高尾料板温度时, 也应当同时考虑吸收率的问题.

表 2 尾料板吸收率对金属原子蒸气蒸镀速率的影响  
Table 2. Influence of absorption rate of tailing plate on plating rate.

	尾料板吸收率			
	1.0	0.8	0.6	0.4
附着速率	0.1531	0.1318	0.1042	0.0749

## 4 结 论

本文在考虑背景气体影响的情况下, 对金属原子二维平面蒸发过程进行了研究, 得到了如下结论: 在考虑背景气体的影响时, 相比较于不考虑背景气体时的情况, 近蒸发源处金属原子蒸气的空间物理性质无明显变化, 而远离蒸发源位置处金属原子蒸气的空间物理性质则有较大的不同: 随着背景气体源密度的增大, 远离蒸发源处金属原子蒸气的密度增大, 宏观速度减小, 温度升高; 金属的蒸发速率则几乎不受背景气体密度的影响; 在背景气体源密度相同的情况下, 尾料板温度越高, 背景气体对远离蒸发源处金属原子蒸气的影响越小. 这对于激光同位素分离装置的真空设计和激光光斑分布的设置有较为重要的参考价值.

## 参考文献

[1] Waichman K 1996 *Phys. Fluids* **8** 1321  
 [2] Wang D W 1999 *Theory and Application of Laser Isotope Separation* (Beijing: Atomic Energy Press) pp382–390 (in Chinese) [王德武 1999 激光分离同位素理论及其应用 (北京: 原子能出版社) 第 382—390 页]  
 [3] Xiao J X, Wang D W 1999 *J. Tsinghua Univ. (Sci. & Tech.)* **39** 52 (in Chinese) [肖踞雄, 王德武 1999 清华大学学报 (自然科学版) **39** 52]

[4] Xiao J X, Wang D W 2000 *Atom. Energ. Sci. Tech.* **34** 244 (in Chinese) [肖踞雄, 王德武 2000 原子能科学技术 **34** 244]  
 [5] Graur I, Polikarpov A P, Sharipov F 2011 *Comput. Fluids* **49** 87  
 [6] Pantazis S, Valougeorgis D 2013 *Eur. J. Mech. B: Fluid.* **38** 114  
 [7] Scherer C S 2015 *Z. Angew. Math. Phys.* **66** 1821  
 [8] Das R M, Chatterjee S, Iwasaki M, Nakajima T 2015 *J. Opt. Soc. Am. B* **32** 1237  
 [9] Lu X Y, Zhang X Z, Zhang Z Z 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 193201 (in Chinese) [卢肖勇, 张小章, 张志忠 2017 物理学报 **66** 193201]  
 [10] Bo Y, Bao C Y, Zhu Y H, Wang D W, Yu Y H 2000 *J. Tsinghua Univ. (Sci. & Tech.)* **40** 16 (in Chinese) [薄湧, 包成玉, 诸渔泓, 王德武, 余耀辉 2000 清华大学学报 (自然科学版) **40** 16]  
 [11] Du Q, Zhu L Z, Li S F, Xiong X X, Zhou Z Y, Lin F C 1990 *Chin. J. Laser* **17** 726 (in Chinese) [杜清, 朱利洲, 李世芳, 熊夏幸, 周志尧, 林福成 1990 中国激光 **17** 726]  
 [12] Wang L J, Zhao L M 2002 *J. Tsinghua Univ. (Sci. & Tech.)* **42** 576 (in Chinese) [王立军, 赵鹭明 2002 清华大学学报 (自然科学版) **42** 576]  
 [13] Xie G F, Wang D W, Ying C T 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 584 (in Chinese) [谢国锋, 王德武, 应纯同 2002 物理学报 **51** 584]  
 [14] Xie G F, Wang D W, Ying C T 2002 *Atom. Energ. Sci. Tech.* **36** 147 (in Chinese) [谢国锋, 王德武, 应纯同 2002 原子能科学技术 **36** 147]  
 [15] Morse T F 1964 *Phys. Fluids* **7** 2012  
 [16] Ying C T 1990 *Theory and Application of Gas Transport* (Beijing: Tsinghua University Press) pp258–260 (in Chinese) [应纯同 1990 气体输运理论及应用 (北京: 清华大学出版社) 第 258—260 页]  
 [17] Brull S, Schneider J, Pavan V 2014 *Acta Appl. Math.* **132** 117  
 [18] Arcidiacono S, Ansumali S, Karlin I V, Mantzaras J, Boulouchos K B 2006 *Math. Comput. Simulat.* **72** 79  
 [19] Aimi A, Diligenti M, Groppi M, Guardasoni C 2007 *Eur. J. Mech. B: Fluid.* **26** 455  
 [20] Frezzotti A, Ghirelli G P, Gibelli L 2012 *Vacuum* **86** 1731  
 [21] Shen Q 2003 *Rarefied Gas Dynamics* (Beijing: National Defense Industry Press) pp210–216 (in Chinese) [沈青 2003 稀薄气体动力学 (北京: 国防工业出版社) 第 210—216 页]



# Influence of background gas on two-dimensional metal evaporation

Lu Xiao-Yong Zhang Xiao-Zhang<sup>†</sup>

(Department Engineering of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

( Received 9 January 2018; revised manuscript received 20 February 2018 )

## Abstract

The spatial distributions of macroscopic parameters such as density, bulk velocity and temperature of the metal vapor have influences on the photo ionization yield of target isotope and the utilization ratio of material, which is related to the separation efficiency and the cost of atomic vapor laser isotope separation. To study this problem more practically, a system of binary gas Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) model equations, which describe both the metal vapor and the background gas, is established. The physical characteristics are dealt with by dimensionless method for simplifying the calculations. The model equations are discretized by one-order upwind difference and then are solved by iteration method for obtaining stable results. The computational grids are adjusted to the flow field in order to acquire modest computational cost and accurate result simultaneously. Non-uniform grids in the phase space and in the velocity space are constructed to match the macroscopic parameter gradient and the form of the velocity distribution, respectively. The macroscopic parameters in the cases of different background gas densities, temperatures of tail plate and absorptivities are obtained for studying the influence of the background gas. The results show that with the increase of density of the background gas, the density and temperature of the metal vapor increase, the bulk velocities in the  $x$  and  $z$  direction decrease obviously in the domain far from the evaporation source, while the macroscopic parameters that are close to the evaporation source hardly change. As a result, the evaporation rate is not affected. Meanwhile, a circulation of the background gas is driven by the metal vapor, which in turn affects the diffusion of the metal vapor. Besides, as the temperature of tailing plate rises, the influence of the background gas on the macroscopic parameters of the metal vapor weakens. However, the rise of the temperature of tail plate leads the absorptivity of metal vapor to decrease, which enlarges the influence of the background gas. Therefore, it is appropriate to adjust the temperature of the tail plate based on the relationship between the absorptivity of metal vapor and the temperature. The results of theoretical calculation can serve as a reference for designing the vacuum and laser spot of the separation device.

**Keywords:** model equation, background gas, metal evaporation, evaporation rate

**PACS:** 47.45.-n, 51.10.+y

**DOI:** [10.7498/aps.67.20180066](https://doi.org/10.7498/aps.67.20180066)

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [zhangxzh@mail.tsinghua.edu.cn](mailto:zhangxzh@mail.tsinghua.edu.cn)