

## 弱电离大气等离子体电子能量分布函数的理论研究\*

周前红† 董志伟

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2012年3月22日收到; 2012年7月17日收到修改稿)

使用球谐展开的方法求解玻尔兹曼方程, 得到了弱电离大气等离子体 (79%氮气和 21%的氧气) 的电子能量分布函数 (EEDF). 发现当约化电场较小时 ( $E/N < 100$  Td), EEDF 在 2—3 eV 急剧下降, 在此情况下, 高能尾部比麦氏分布要小; 当约化电场增加,  $E/N > 400$  Td, 分布函数趋近于麦氏分布; 当约化电场进一步增加,  $E/N > 2000$  Td, EEDF 的高能尾部 (超过 200 eV) 相对于麦氏分布增加. 在高频场作用下, EEDF 更倾向于麦氏分布. 当  $\omega \gg \nu_m$  时, 有效电子温度只依赖于  $E/\omega$ , 而与碰撞频率无关; 当  $\omega \ll \nu_m$  时, 有效电子温度只依赖于  $E/N$ , 与微波频率无关. 与一些单原子分子等离子体中电子-电子碰撞在电离度大于  $10^{-6}$  时就会影响 EEDF 不同, 空气等离子体中, 只有当电离度大于 0.1% 时, 电子-电子碰撞才会对 EEDF 有明显影响.

**关键词:** 弱电离大气等离子体, 玻尔兹曼方程, 电子能量分布函数

**PACS:** 52.25.Dg, 52.80.Tn

**DOI:** 10.7498/aps.62.015201

## 1 引言

随着低温等离子体研究的不断发展及其在工业上的广泛应用, 低温弱电离大气等离子体也越来越受到人们的关注<sup>[1,2]</sup>. 在除菌、污染处理、材料表面处理、超音速飞行器的流动控制、减阻和超音速飞行器发动机助燃等诸多应用领域, 大气等离子体发挥着越来越重要的作用<sup>[2-7]</sup>. 近二十年, 人们对低温等离子体的数值模拟研究不断深入, 许多研究小组自主研发等离子体模拟的粒子模拟、流体模拟或混合模拟程序<sup>[8-11]</sup>. 但对于高压下的弱电离大气等离子体, 由于高碰撞频率、多反应过程, 目前还很难使用粒子模拟方法来研究. 因而对于大气等离子体, 流体模拟是一个很好的方法. 也有一些研究小组使用更为简单的整体模型 (GM, global model)<sup>[12,13]</sup>. 使用流体模拟或 GM 方法的模拟结果在很大程度上取决于各反应参数和输运系数的选取. 目前文献中的反应参数和输运系数的选取方法主要有以下几种: 一是使用实验的拟合公式, 但很多实验数据得自中等气压, 将实验拟合公式用于高压可能带来较大的误差; 二是使用

理论计算结果, 在各种碰撞截面给定的情况下, 理论计算的反应参数主要取决于电子能量分布函数 (EEDF) 的选取<sup>[1]</sup>. 目前理论计算的反应参数多是在 EEDF 为麦克斯韦分布下得到. 文献 [12] 发现, EEDF 为麦克斯韦分布的流体模拟得到的等离子体性质在高压下与实际偏离较大. 文献 [12] 使用形式为  $f(\epsilon) = c_1 \epsilon^{1/2} \exp(-c_2 \epsilon^x)$  的 EEDF, 并通过与粒子模拟的击穿时间进行比较, 确定待定参数  $x$ , 并对大气压下氩气等离子体和氧气等离子体进行了模拟研究. 虽然对于一些单原子分子和较简单的双原子分子, 形式为  $f(\epsilon) = c_1 \epsilon^{1/2} \exp(-c_2 \epsilon^x)$  的 EEDF 能给出很多有用的结果. 但对于高压下的大气等离子体, 由于氮气分子振动能级的存在,  $f(\epsilon) = c_1 \epsilon^{1/2} \exp(-c_2 \epsilon^x)$  形式的分布函数并不适用. 因此需要对大气等离子体的分布函数进行较细致的研究.

本文拟使用球谐展开的方法求解玻尔兹曼方程, 得到大气等离子体的 EEDF. 球谐展开求解玻尔兹曼方程的方法在文献 [1, 14—16] 有比较详细的介绍. 玻尔兹曼方程使用公开软件 Bolsig+<sup>[15]</sup> 求解. 空气的组分在此只考虑氮气 (79%) 和氧气 (21%),

\* 国家自然科学基金 (批准号:11105018) 和中国工程物理研究院科学技术发展基金 (批准号:2012B0402064) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zqh2002@gmail.com

氧气和氮气的碰撞截面可以参见文献 [17]. 在第二部分将对球谐展开方法进行简单介绍, 第三部分将重点讨论各种因素对 EEDF 的影响.

## 2 球谐展开求解玻尔兹曼方程的方法

在这里, 只简单介绍球谐展开求解玻尔兹曼的方法, 有关方程中碰撞项的具体形式可参考文献 [14,15]. EEDF  $f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t)$  随时间的演化, 满足

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f + \frac{d\mathbf{v}}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = C, \quad (1)$$

其中  $C$  为碰撞积分项,  $\nabla$  与  $\nabla_{\mathbf{v}}$  分别表示对空间和速度的微分算子. 分布函数可以用球谐函数展开:

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) = \sum_{n=0}^{\infty} f_n(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) P_n(\cos \vartheta). \quad (2)$$

由于电子质量很小, 在同分子做弹性碰撞时电子的能量损失很少, 而在电场作用下电子所具有的定向速度通常远小于其热运动速度, 因而即使在强电场中偏离平衡很远, 电子的速度分布函数的各向异性仍然很弱, 此时只需要保留球谐展开的第二项 (保留到一阶)

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) \approx f_0(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) + \cos \vartheta \cdot f_1(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t). \quad (3)$$

但是当能量损失中非弹性碰撞占优时, 分布函数中的各向异性可能较强. 特别是对具有振动能级的多原子分子, 文献 [18] 保留球谐展开到第六项以上. 但文献 [18] 的计算结果表明, 使用一阶球谐展开, 就可以给出很有用的结果. 对于氮气, 保留到一阶计算出的输运参数和保留到三阶计算出的输运参数相差在 10% 以下. 将 (3) 式代入 (1) 式得:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\gamma}{3} \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{\gamma}{3} \varepsilon^{1/2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (eE f_1) = C_0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \gamma \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial z} - E \gamma \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -N \sigma_m \gamma \varepsilon^{1/2} f_1, \quad (5)$$

其中  $\gamma = (2e/m_e)^{1/2}$  为常数,  $\sigma_m$  为总的碰撞截面. 假设分布函数随时间和空间的变化由如下的依赖关系

$$f_{0,1} = \frac{1}{2\pi\gamma^3} F_{0,1}(\varepsilon) n(z, t), \quad (6)$$

(6) 式表明虽然电子数密度发生变化, 但归一化分布函数  $F_{0,1}(\varepsilon)$  对时空没有依赖, 且满足归一化条件:

$$\int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} F_0(\varepsilon) d\varepsilon = 1. \quad (7)$$

本文只考虑电子数密度随时间增长  $n(z, t) = n(t)$ , 如脉冲汤森放电, 或者微波放电. 电子的数密度增长依赖于电离频率  $\nu_i$ , 即

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(t)}{\partial t} &= \nu_i n(t) \\ &\equiv N \gamma \int_0^{\infty} \left( \sum_{k=\text{ionization}} x_k \sigma_k - \sum_{k=\text{attachment}} x_k \sigma_k \right) \varepsilon F_0 d\varepsilon, \end{aligned} \quad (8)$$

于是方程 (5) 变为

$$F_1 = \frac{E}{N} \frac{1}{\tilde{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon}, \quad (9)$$

其中

$$\tilde{\sigma}_m = \sigma_m + \frac{\nu_i}{N \gamma \varepsilon^{1/2}}. \quad (10)$$

将 (6), (9) 式代入 (4) 式得:

$$-\frac{\gamma}{3} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \left( \frac{E}{N} \right)^2 \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \right) = \tilde{C}_0 + \tilde{R}, \quad (11)$$

其中碰撞项为

$$\tilde{C}_0 = 2\pi\gamma^3 \varepsilon^{1/2} \frac{C_0}{Nn}, \quad (12)$$

$$\tilde{R} = -\frac{\nu_i}{N} \varepsilon^{1/2} F_0, \quad (13)$$

$\tilde{R}$  表示加热二次电子所需能量对分布函数的影响.

对于高频电场,  $E(t) = E_0 e^{i\omega t}$ , 分布函数可以写为 [14-16]

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) \approx f_0(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) + \cos \vartheta \cdot f_1(\mathbf{v}, \mathbf{r}, t) e^{i\omega t}, \quad (14)$$

(14) 式成立的条件是在每个周期内电子损失的能量很小. 考虑电子数密度随时间增长, 则:

$$F_1 = \frac{E}{N} \frac{\tilde{\sigma}_m - iq}{\tilde{\sigma}_m^2 + q^2} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon}, \quad (15)$$

其中  $q = \omega / (N \gamma \varepsilon^{1/2})$ ,  $F_0$  的方程为

$$-\frac{\gamma}{3} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \left( \frac{E}{N} \right)^2 \frac{\tilde{\sigma}_m \varepsilon}{2(\tilde{\sigma}_m^2 + q^2)} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \right) = \tilde{C}_0 + \tilde{R}. \quad (16)$$

从上面可以看出,  $F_0$  的控制方程可以写为对流 - 扩散的形式

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \tilde{W} F_0 - \tilde{D} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \right) = \tilde{S}. \quad (17)$$

该形式的数值求解在计算流体中比较成熟, 上式在求解的过程中使用的参数  $\tilde{W}$ ,  $\tilde{D}$  和  $\tilde{S}$  也都是  $F_0$  的函数, 因此, 要使用迭代方法求解 ( $\tilde{W}$ ,  $\tilde{D}$  和  $\tilde{S}$  的具体形式可以参考文献 [15]).

### 3 计算结果讨论

#### 3.1 直流电场作用下的 EEDF

首先计算不考虑电子-电子碰撞直流电场下的 EEDF. 图 1 给出了不同约化电场 ( $E/N$ ) 下的能量分布函数, 可以发现, 当  $E/N < 100$  Td ( $1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ V} \cdot \text{m}^{-2}$ ) 时 (对应于一个大气压下, 场强为  $2.5 \text{ MV/m}$ ), EEDF 在  $2\text{--}3 \text{ eV}$  急剧下降. 这是因为电子与氮气振动能级的碰撞激发截面从  $1 \text{ eV}$  附近开始增加, 当电子能量超过  $3 \text{ eV}$ , 振动激发截面快速下降, 在  $2\text{--}3 \text{ eV}$  之间有一些很大的共振峰, 截面达到  $5 \times 10^{-20} \text{ m}^2$  [19]. 这些共振峰的存在, 使得电子能量增加到  $2\text{--}3 \text{ eV}$  后, 以较大的概率激发氮气振动能级而损失能量. 如果将分布函数理解为电子在能量空间的扩散 [14], 那么这些共振峰就相当于在  $2\text{--}3 \text{ eV}$  存在一个较高的能量势垒, 而电子要克服这个能量势垒, 就必须有足够强的外电场. 由于分布函数的这个特点, 当  $E/N < 100$  Td 时, 空

气的电离频率比较低, 电子态也基本上处于基态. 当  $E/N < 100$  Td 时, 电子从电场中获得的能量主要用于氮气振动激发. 当外加电场进一步增强, 电子在两次碰撞之间可以加速到超过  $3 \text{ eV}$  的能量, 大于  $3 \text{ eV}$  的电子与氮气的碰撞激发截面很小, 因此有机会进一步加速到更高的能量, 直到电子能量达到分子电子态激发能. 因此, 当电场  $E/N > 100$  Td 时, 能量分布函数在  $2\text{--}3 \text{ eV}$  附近的梯度减小, 且在  $400 \text{ Td} < E/N < 2000 \text{ Td}$  范围内, 分布函数近似为麦氏分布. 当  $E/N > 2000$  Td 时, EEDF 的高能尾部 (超过  $200 \text{ eV}$ ) 相对于麦氏分布增加 (表现为分布函数的曲线下凹). 这是因为, 当能量超过  $200 \text{ eV}$  时, 电子与氮气及氧气分子的碰撞截面急剧下降, 因此在超过  $200 \text{ eV}$  的范围内, 电子有更大的概率被进一步加速. 在此, 必须要注意的是, 当  $E/N$  很大时, 分布函数中的非各向异性部分很大, 不能再使用两项球谐展开近似求解玻尔兹曼方程. 但在这里可以使用两项球谐展开给出一些定性的规律.

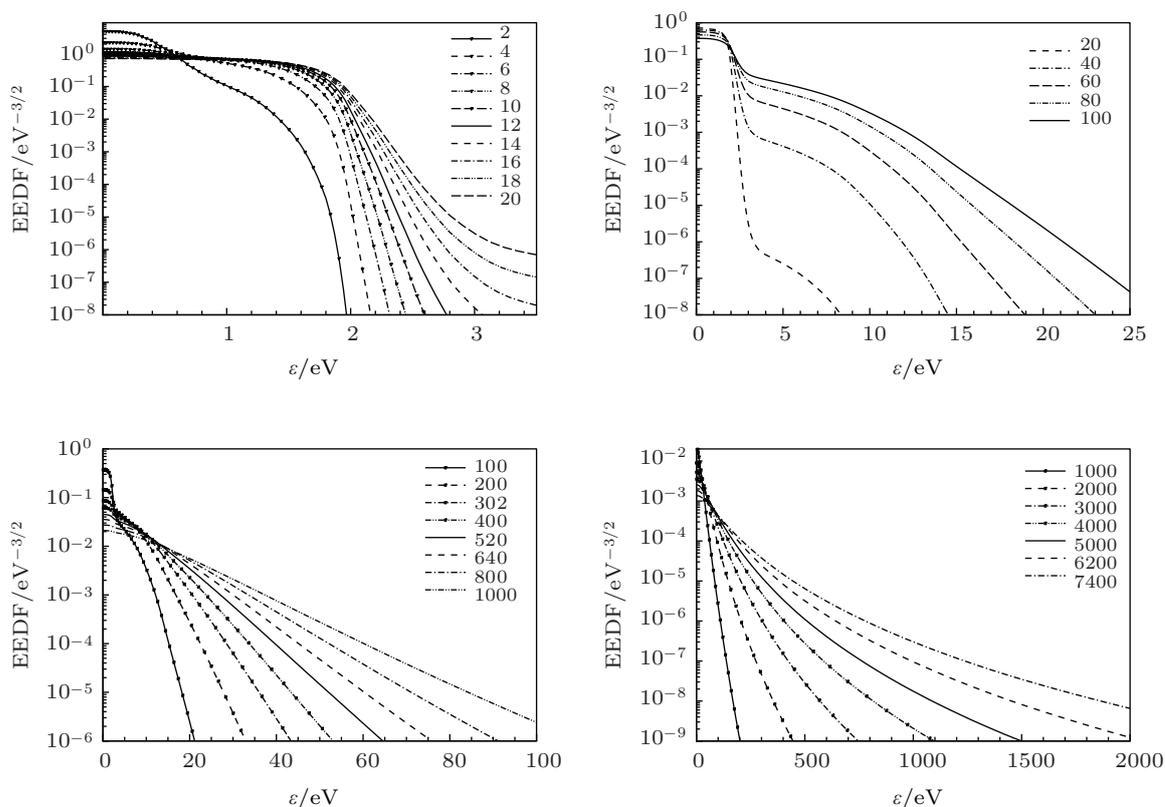


图 1 不同  $E/N$  下的 EEDF (图例中给出数值的单位为  $10^{-21} \text{ V} \cdot \text{m}^{-2}$ )

### 3.2 微波频率对 EEDF 的影响

电子在高频场中的运动不同于直流电场, 如果没有碰撞, 则高频场中的电子将做简谐振动, 且其速度与高频电场有  $90^\circ$  的相位差, 因此电子不能从电场中获得能量. 碰撞的存在使得电子速度相位与电场偏离  $90^\circ$ , 从而电子从高频场中获得能量. 故与直流场中碰撞不利于电子热化不同, 电子在高频场中的碰撞有利于其从电场中获取能量.

图 2 给出了不同  $\omega/N$  下的 EEDF, 可以发现以下几个特点: 相对于高频场, 低频场的 EEDF 在低能量区域 (小于 3 eV) 分布较平坦; 而在其他能量区域 EEDF 随能量的变化较高频场快; 在相同的有效电子温度下, 高频场对应 EEDF 的高能尾部远大于低频场; 且高频场在大于 10 eV 的区域, 分布接近于麦氏分布 (对应于图中的直线). 对于图 2 中的现象, 下面会给出定性的解释. 将稳态玻尔兹曼方程 (16) 右边碰撞项  $\tilde{C}_0$  中的弹性碰撞部分移到左边, 并对方程稍加变形得到:

$$-\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \frac{e^2 E^2}{3m_e} \frac{v_m \varepsilon^{3/2}}{(v_m^2 + \omega^2)} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} + \frac{2m_e}{M} \varepsilon^{3/2} v_m F_0 \right) = \tilde{C}'_0 + \tilde{R}', \quad (18)$$

(18) 式令  $\omega = 0$  且  $E = \sqrt{2}E_{dc}$  便回到直流场的情况:

$$-\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \frac{2e^2 E_{dc}^2}{3m_e v_m} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} + \frac{2m_e}{M} \varepsilon^{3/2} v_m F_0 \right) = \tilde{C}'_0 + \tilde{R}'. \quad (19)$$

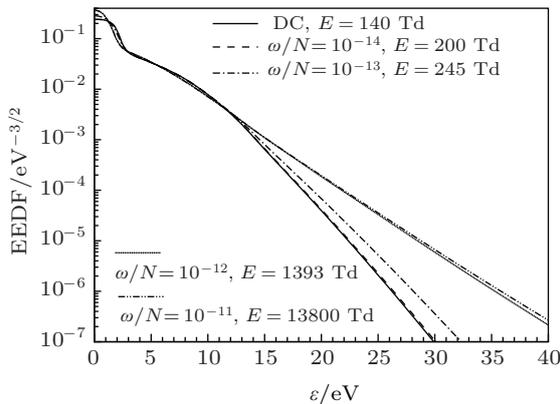


图 2 不同  $\omega/N$  下的 EEDF, 各种情况下的有效电子温度为  $T_e = 3.9$  eV

若碰撞频率  $v_m$  为常数, 只要将高频场写为  $E_{\text{eff}} = \sqrt{2}E_{dc}/(1 + \omega^2/v_m^2)^{1/2}$ , 则 (19) 与 (20) 式形式完全相同, 高频场和低频场下的 EEDF 也相同. 对于交

流和直流可以定义分布函数的扩散系数:

$$D_{ac} = \frac{e^2 E^2}{3m_e} \frac{v_m \varepsilon^{3/2}}{(v_m^2 + \omega^2)}, \quad (20)$$

及

$$D_{dc} = \frac{2e^2 E_{dc}^2}{3m_e v_m} \varepsilon^{3/2}, \quad (21)$$

对于直流场,  $D_{dc}$  反比于碰撞频率. 若碰撞频率小, 则对应于  $D_{dc}$  大, 因此分布函数在小碰撞频率对应的能量范围 (对于空气, 对应于 0—2 eV 的能量范围, 参见文献 [19]) 梯度较小; 若碰撞频率 (截面) 大, 对应于玻尔兹曼方程的  $D_{dc}$  小, 则分布函数在该能量范围 (对应于 2—3 eV, 该能量范围碰撞截面大, 参见文献 [19]) 附近可以有较大的梯度. 从高频场扩散系数的表达式  $D_{ac}$  可以看出, 由于分母中  $\omega^2$  项的存在, 在高频情况下, 扩散系数随碰撞截面的变化要小于直流情况. 特别是在电子能量较低, 碰撞截面较小, 碰撞频率也较小时, 此时对于直流情况, 由于扩散系数反比于碰撞频率, 所以扩散系数很大, 从而分布函数在该能量附近梯度很小, 如图 2 中的实线所示; 而对于高频情况, 此时扩散系数近似正比于碰撞频率, 因此扩散系数也小, 从而高频能量分布函数在低能量区域梯度较大, 如图 2 中点虚线所示.

如果只考虑弹性碰撞, 则可以将 (18) 式变为

$$-\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \frac{e^2 E^2}{3m_e} \frac{v_m \varepsilon^{3/2}}{(v_m^2 + \omega^2)} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} + \frac{2m_e}{M} \varepsilon^{3/2} v_m F_0 \right) = 0, \quad (22)$$

于是可以解得分布函数的形式为

$$F_0 = \exp \left[ -\frac{6m_e^2}{Me^2 E^2} \left( \omega^2 \varepsilon + \int v_m^2 d\varepsilon \right) \right]. \quad (23)$$

可以发现, (23) 式在  $\omega \gg v_m$  时,  $F_0$  为麦克斯韦分布, 这在一定程度上解释了为何在高频条件下 EEDF 趋近于麦氏分布.

### 3.3 不同微波频率下, 有效电子温度随场强的变化关系

由初等理论 (即考虑单电子或者认为所有电子的运动规律完全相同) 知, 电子每碰撞一次从电场获得的能量为  $e^2 E_0^2 / m_e (\omega^2 + v_m^2)$  ( $v_m$  为电子的碰撞频率), 而电子每碰撞一次损失的能量为  $\delta \varepsilon$  ( $\delta$  为每碰撞一次电子能量的损失系数, 例如对于电子与重粒子的弹性碰撞,  $\delta = 2m_e/M$ ). 在稳态条件下, 电

子从电场中获得的能量应等于其损失的能量, 因此稳态时电子的能量为

$$\varepsilon = \frac{e^2 E_0^2}{\delta m (\omega^2 + \nu_m^2)}, \quad (24)$$

于是, 当  $\omega \gg \nu_m$  时, 电子的能量  $\varepsilon \propto E_0^2/\omega^2$ , 而与  $\omega/\nu_m$  即  $\omega/N$  无关. 图 3 给出了不同  $\omega/N$  下, 有效电子温度  $T_e$  ( $T_e = 2\varepsilon/3$ ) 随  $E/\omega$  及  $E/N$  的变化关系. 从图 3(a) 可以看出, 当  $\omega/N = 10^{-7}$  与  $\omega/N = 10^{-11}$  时 (对应于  $\omega \gg \nu_m$ ),  $T_e$  随  $E_0/\omega$  的变化关系曲线基本重合, 即  $T_e$  与  $\nu_m$  无关. 而当  $\omega/N = 10^{-12}$ , 由于碰撞的影响, 相同  $E/\omega$  对应的有效电子温度要小于  $\omega/N = 10^{-11}$  的值. 由 (24) 式还可以得到, 当  $\omega \ll \nu_m$  时,  $\varepsilon \propto E_0^2/N^2$ , 而与微波频率无关. 这也可以从图 3(b) 看出, 当  $\omega/N = 10^{-14}$  与  $\omega/N = 10^{-17}$  时,  $T_e$  随  $E_0/N$  的变化关系曲线基本重合, 即  $T_e$  与  $\omega$  无关.

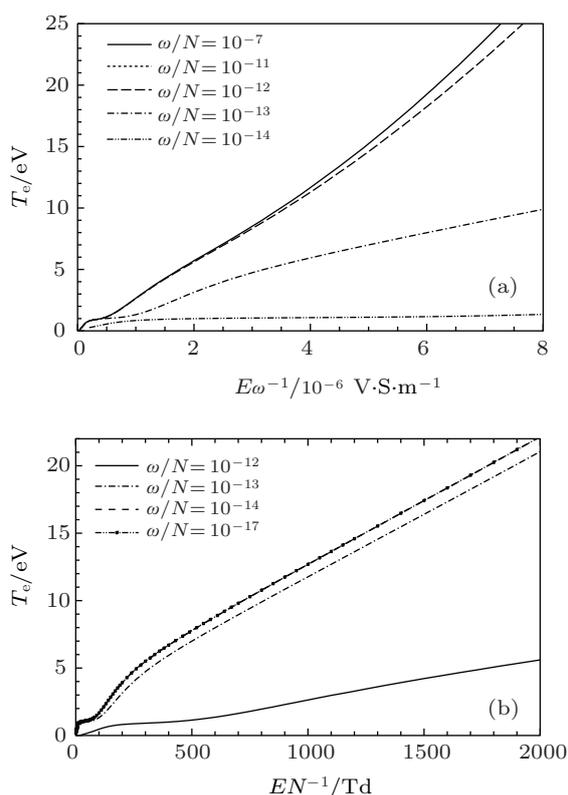


图 3 (a) 不同  $\omega/N$  下, 有效电子温度随  $E/\omega$  的变化关系; (b) 有效电子温度随  $E/N$  的变化关系

另外, 从图 3(b) 还可以发现, 当  $T_e < 1 \text{ eV}$ , 能量损失主要以弹性碰撞为主, 因此有效电子温度随电场增加很快; 当  $1 \text{ eV} < T_e < 2 \text{ eV}$  时, 有效电子温度随电场增加缓慢, 此时的能量损失主要是氮气分子的振动激发为主, 由于诸多振动能级的存在, 使得电子温度在该区间内很难有效地增加; 而

当  $T_e > 2 \text{ eV}$  时, 大部分电子能量越过振动激发截面最大的区域, 但是随着有效电子温度的增加, 电子态的激发截面不断增加, 因此有效电子温度随电场增加的斜率要远小于第一阶段 (弹性碰撞占优的阶段).

### 3.4 不同电离度下的电子 - 电子碰撞对 EEDF 的影响

电子 - 电子碰撞使得能量在电子之间充分交换, 有利于能量分布函数趋近于麦氏分布. 如图 4 所示, 当电离度为 1 (完全电离) 时, EEDF 为麦克斯韦分布 (图中为一条直线), 在其他电离度下, 电离度越高, 分布函数越接近麦氏分布. 从图 4 可以发现, 对于空气等离子体, 只有当电离度超过 0.1% 时, 电子 - 电子之间的碰撞对分布函数才有明显的影响. 这不同于很多单原子等离子体, 例如氩气 [15], 当电离度大于  $10^{-6}$  时, 电子 - 电子之间的碰撞就会对分布函数有明显的影响. 这是因为, 电子 - 电子碰撞对分布函数的影响是否重要主要取决于电子 - 电子碰撞频率  $\nu_{ee}$  与电子 - 重粒子能量交换频率  $\nu_{\varepsilon}$  之比. 若  $\nu_{ee} \ll \nu_{\varepsilon}$ , 则电子 - 电子碰撞对电子能量交换的影响可以忽略. 对于空气等离子体, 由于电子激发氮气振动能级碰撞截面很大, 因此电子与氮气分子有较大的能量交换频率, 在电离度小于  $10^{-3}$  时都能很好地满足  $\nu_{ee} \ll \nu_{\varepsilon}$ . 但是对于氩气等离子体, 在电子激发态能级以下, 电子与氩原子只发生弹性碰撞, 能量交换很少, 因此氩气电离度大于  $10^{-6}$  时,  $\nu_{ee} \ll \nu_{\varepsilon}$  就会被破坏.

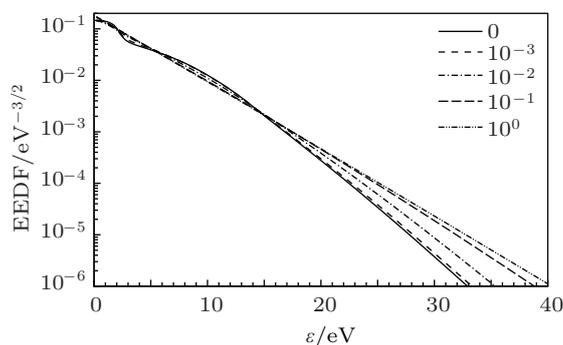


图 4 考虑电子 - 电子碰撞后的 EEDF

## 4 结论

使用球谐展开的方法对大气等离子体的电子能量分布函数进行了研究. 发现由于电子能量在

2—3 eV 之间与氮气振动能级碰撞激发的截面很大, 因此当约化电场较小时 ( $E/N < 100$  Td), EEDF 在 2—3 eV 急剧下降, 在此情况下, 高能尾部比麦氏分布要小. 当约化电场增加,  $E/N > 400$  Td, 分布函数趋近于麦氏分布. 而当约化电场进一步增加,  $E/N > 2000$  Td, EEDF 的高能尾部 (超过 200 eV) 相对于麦氏分布增加 (表现为分布函数的曲线下凹). 这是因为, 当能量超过 200 eV 时, 电子与氮气及氧气分子的碰撞截面急剧下降, 因此在超过 200 eV

的范围内, 电子有更大的概率进一步加速. 在高频场作用下, EEDF 更倾向于麦氏分布. 当  $\omega \gg v_m$  时, 有效电子温度只依赖于  $E/\omega$ , 而与碰撞频率无关; 当  $\omega \ll v_m$  时, 有效电子温度只依赖于  $E/N$ , 与微波频率无关. 由于氮气振动能级的激发截面较大, 空气等离子体中, 只有当电离度大于 0.1% 时, 电子 - 电子碰撞才会对 EEDF 有明显影响. 这不同于一些单原子分子气体, 比如氩气, 当电离度大于  $10^{-6}$  时, 电子 - 电子碰撞就会影响 EEDF.

- [1] Liberman M A, Lichtenberg A J 2005 *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Hoboken: Wiley & Sons)
- [2] Becker K H, Kogelschatz U, Schoenbach K H, Barker R J 2005 *Non-Equilibrium Air Plasma at Atmosphere Pressure* (London: IOP publishing)
- [3] Starikovskaia S M 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** R265
- [4] Siefert N S 2007 *Phys. Fluids* **19** 036102
- [5] Kuo S P 2006 *Phys. Plasmas* **13** 033505
- [6] Chang C, Liu G Z, Zhu X X, Chen H B, Yang J Y 2009 *Phys. Plasmas* **16** 033505
- [7] Krile J T, Neuber A A, Krompholz H G, Gibson Thomas L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 201501
- [8] Dijk J V, Peerenboom K, Jimenez M, Mihailova D, Mullen J V D 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194012
- [9] Kusher M J 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194013
- [10] Kim H C, Iza F, Yang S S, Radmilovic-Radjenovic M, Lee J K 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** R283
- [11] Zhou Q H, Dong Z W, Chen J Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 125202 (in Chinese) [周前红, 董志伟, 陈京元 2011 物理学报 **60** 125202]
- [12] Nam S K, Verboncoeur J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **99** 231502
- [13] Nam S K, Lim C, Verboncoeur J P 2009 *Phys. Plasmas* **16** 023501
- [14] Capitelli M, Ferreira C M, Gordiets B F, Osipov A I 2001 *Plasma Kinetics in Atmospheric Gases* (Berlin: Springer)
- [15] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sources Sci. Technol.* **14** 722
- [16] Trunec D, Bonaventura Z, Necas D 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 2544
- [17] Phelps A V, Pitchford L C 1985 *Phys. Rev. A* **31** 2932
- [18] Pitchford L C, Oneil S V, Rumble Jr J R 1981 *Phys. Rev. A* **23** 294
- [19] Itikawa Y, Hayashi M, Ichimura A, Onda K, Sakimoto K, Takayanagi K 1986 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **15** 985

# Theoretical study on the electron energy distribution function of weakly ionized air plasma\*

Zhou Qian-Hong<sup>†</sup> Dong Zhi-Wei

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 22 March 2012; revised manuscript received 17 July 2012)

## Abstract

The electron energy distribution function (EEDF) of weakly ionized air plasma (79% nitrogen and 21% oxygen) is investigated by solving the Boltzmann equation with the spherical harmonics expansion. It is found that the EEDF decreases sharply in an energy range from 2 to 3 eV for low reduced field ( $E/N < 100$  Td), and the high energy tail of the EEDF decreases more sharply than Maxwell distribution. When the reduced field increases to a range 400 to 2000 Td, the EEDF approaches to Maxwell distribution. When the reduced field is greater than 2000 Td, the high energy tail ( $> 200$  eV) of the EEDF decreases more slowly than Maxwell distribution. It is shown that the EEDF approaches to Maxwell distribution in a high frequency field. The effective electron temperature is dependent only on  $E/\omega$  for  $\omega \gg v_m$ , but on  $E/N$  for  $\omega \ll v_m$ . The electron-electron collisions play no significant role until the ionization degree is bigger than 0.1%. This is different from the case of monatomic plasmas, in which the EEDF is influenced by electron-electron collisions for ionization degree greater than  $10^{-6}$ .

**Keywords:** weakly ionized air plasma, Boltzmann equation, electron energy distribution function

**PACS:** 52.25.Dg, 52.80.Tn

**DOI:** 10.7498/aps.62.015201

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11105018), and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics, China (Grant No. 2012B0402064).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zqh2002@gmail.com