

弱电离大气等离子体电子碰撞能量损失的理论研究*

周前红[†] 董志伟

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2013年1月24日收到; 2013年6月26日收到修改稿)

在前期计算电子能量分布函数的基础上, 求出弱电离大气等离子体中各碰撞反应过程的电子能量损失. 由于在弹性碰撞中电子 - 重粒子能量交换很少, 同时氮气、氧气分子又有很多能量阈值较低的转动、振动能级存在, 因此在大气等离子体中弹性碰撞电子能量损失所占份额很小 (直流电场下小于 6%). 研究发现, 弱电离大气等离子体中在不同能量区间占主导的能量损失过程不同. 随着有效电子温度 (或约化场强) 增加, 占主导的电子能量损失过程依次为转动激发、振动激发、电子态激发、碰撞电离、加速电离产生的二次电子. 在约化场强 $E/N = 1350$ Td (或有效电子温度为 14 eV) 附近, 平均电离一个电子所需的能量最小, 约为 57 eV. 因此可以根据不同的需求调节电场强度, 从而达到较高的能量利用率.

关键词: 弱电离大气等离子体, 碰撞反应过程, 电子能量损失

PACS: 52.25.Dg, 52.80.Tn

DOI: 10.7498/aps.62.205201

1 引言

随着低温等离子体科学技术的发展, 弱电离大气等离子体的应用越来越受到人们的关注^[1,2]. 在除菌、污染处理、材料表面处理、超音速飞行器的流动控制和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^[2-6]. 很多美俄 (从前苏联开始) 学者提出可以使用高功率微波在大气一定高度产生人造电离层 (artificially ionized layer) 作为电磁波的吸收器和反射器^[6,7]. 俄罗斯一些学者提出使用该人造电离层用于修复臭氧层空洞, 或产生一个人造臭氧层 (artificially ozone layer)^[8]. 在弱电离大气等离子体的许多应用中, 实际参与作用的是电子 (例如, 电离层的反射主要取决于电子数密度), 因此应用中一般关心如何得到所需的电子数密度^[9]. 实际放电过程中, 在控制高气压 (10^3 Pa 以上) 下的放电不向热等离子体 (如电弧放电) 转变的同时, 需要研究在一定能量条件下如何获得更大体积、更高电子数密度的等离子体^[9]. 为了提高

等离子体产生的能量效率, 需要对不同条件下大气电离过程中的电子碰撞能量损失进行细致的分析研究.

近 20 年, 虽然低温等离子体的数值模拟研究不断深入^[10-13], 很多程序都可以研究低气压 (10^2 Pa 以下) 等离子体中电子温度的变化过程, 但对于压强为 10^3 Pa 以上的大气等离子体, 目前文献中常使用简化的流体模型或整体模型 (global model, GM) 来描述^[14-16]. 许多简化的模型中都没有考虑电子的能量方程^[17,18]. 因为考虑能量方程后, 会遇到两个困难: 一是实验上给出的流体方程中反应参数都是场强的函数, 反应参数对有效电子温度的依赖关系难以获取; 二是考虑能量方程后数值计算收敛难度大幅度增加. 因此, 如果有其他方法分析弱电离大气等离子体中电子能量碰撞损失, 将有助于加深对弱电离大气等离子体产生过程的认识. 本文正是基于这一思想, 使用电子能量分布函数 (electron energy distribution function, EEDF) 得到电子各主要碰撞反应过程的能量损失. 国外也有一些文献使用 EEDF 研究电子与某些原子、分子的碰撞能量损失

* 国家自然科学基金 (批准号: 11105018)、国家重点基础研究发展规划 (批准号: 2013CB328904) 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

[19–24]. 已有的研究有两个特点: 一是研究不同放电条件下, 产生电子 - 离子对所需的能量大小, 这是因为很多研究关心在一定的能量条件下如何得到高密度等离子体, 例如普林斯顿大学的 Macheret 小组 [20–22] 为了研究可用于助燃的等离子体, 就对等离子体产生的能量效率进行了大量的研究; 二是假设 EEDF 为 Maxwell 分布, 这是因为多数研究关注低气压, 此时电子的 EEDF 更接近于 Maxwell 分布, 例如, 冰岛大学的 Gudmundsson [23,24] 就在假设 EEDF 为 Maxwell 分布下, 计算了不同电子温度下氙气、氧原子、氧分子、氮原子、氮分子气体中平均每电离一个电子对电子能量损失的影响.

与已有研究主要关注电子 - 离子对产生的平均能量损耗不同, 本文关注不同条件下空气等离子体中的电子各碰撞反应过程的能量损失. 另外, 本文也将前期动力学方法计算的 EEDF 用于计算电子碰撞反应过程的能量损失, 并与假设 EEDF 为 Maxwell 分布的结果进行比较. 同文献 [25], 空气的组分在此只考虑氮气 (79%) 和氧气 (21%), 氧气和氮气的碰撞截面可以参见文献 [26–28].

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方程的方法, 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, 满足玻尔兹曼方程

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

其中 C 为碰撞积分项, ∇ 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, 在同分子作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, 有文献保留球谐展开到第六项以上 [18]. 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:

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

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

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

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\gamma^3} F_{0,1}(\varepsilon) n(z, t), \quad (6)$$

上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 ν_i , 即

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

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) 式和 (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.

从 (11) 式可以看出, F_0 的控制方程可以写为对流 - 扩散的形式

$$\frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\tilde{W} F_0 - \tilde{D} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \right) = \tilde{S}, \quad (14)$$

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 电子碰撞过程的能量损失

有关动力学方法求解 EEDF, 已在文献 [25] 进行了细致的研究, 得出 EEDF 后可以计算得到各反应过程的能量损失系数. 对电子与分子的弹性碰撞, 单位体积内的能量损失为 [28]

$$\varepsilon_k = x_k \frac{2m_e}{M_k} \gamma N \int_0^\infty \varepsilon^2 \sigma_k F_0 d\varepsilon, \quad (15)$$

其中 $\gamma = (2e/m_e)^{1/2}$ 为常数, m_e 为电子质量, x_k 为组分的摩尔分数, σ_k 为碰撞截面 ((15) 式中为弹性碰撞截面), M_k 为该分子的质量, N 为大气分子数密度, ε 为电子能量, F_0 为 EEDF. 非弹性碰撞的能量损失为该反应的能量阈值与反应系数之积:

$$\varepsilon_k = x_k u_k \gamma N \int_0^\infty \varepsilon \sigma_k F_0 d\varepsilon, \quad (16)$$

其中, u_k 为各弹性碰撞的能量阈值.

将电子与氧气、氮气的弹性碰撞能量损失求和得到总弹性碰撞能量损失:

$$\varepsilon_{\text{ela}} = \sum x_k \frac{2m_e}{M_k} \gamma N \int_0^\infty \varepsilon^2 \sigma_k F_0 d\varepsilon, \quad (17)$$

此处分布函数为 Maxwell 分布. 同理, 可得到电子激发氮气转动能级的能量损失 $\varepsilon_{N_2\text{rot}}$, 电子激发氮气振动能级能量损失 $\varepsilon_{N_2\text{vib}}$, 电子激发氮气电子态激发能量损失 $\varepsilon_{N_2\text{ex}}$; 电子激发电子碰撞激发氧气转动能级能量损失 $\varepsilon_{O_2\text{rot}}$, 电子激发氧气振动能级能量损失 $\varepsilon_{O_2\text{vib}}$, 电子激发氧气电子态激发能量损失 $\varepsilon_{O_2\text{ex}}$; 以及电子电离氮气、氧气分子的能量损失 ε_{ion} . 对所有碰撞过程求和, 可以得到电子碰撞过程的能量总损失 $\varepsilon_{\text{total}}$.

3.1 Maxwell 分布下各碰撞反应的电子能量损失

首先假设 EEDF 为 Maxwell 分布, 则由 (15)—

(17) 式可以求出各碰撞反应过程的能量损失.

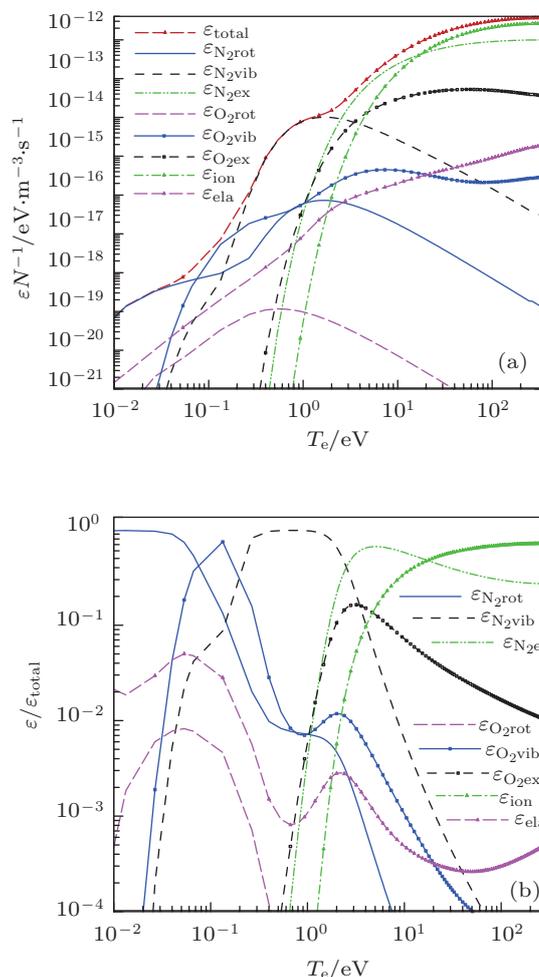


图 1 (a) Maxwell 分布下大气等离子体中各碰撞反应过程的电子能量损失随电子温度的变化; (b) Maxwell 分布下大气等离子体各碰撞反应过程的能量损失与总能量损失的比值随电子温度的变化

使用 EEDF 为 Maxwell 分布计算电子在各碰撞过程的能量损失及能量损失占总能量损失的份额如图 1 所示. 可以发现, 和单原子分子等离子体中 (例如氩气) 电子在低能量时的能量损失主要用于弹性碰撞不同, 大气等离子体中电子弹性碰撞的能量损失所占份额很少. 这是因为氮气、氧气诸多能量阈值较低的转动、振动能级的存在, 使得电子能量达到 0.01 eV 量级就可以用于激发转动能级, 达到 0.1 eV 量级又可以激发振动能级. 激发转动、振动能级的电子能量损失率远大于弹性碰撞时的能量损失率 (后者不到万分之一). 因此从图 1(b) 可以看出, 在整个能量区间弹性碰撞导致的电子能量损失在 5% 以下. 从图 1 可以发现, 在 $T_e < 0.05$ eV 时, 能量损失主要用于氮气转动激发; 当 0.05 eV

$< T_e < 0.2 \text{ eV}$ 时, 能量损失主要用于氧气的振动激发, 由于电子激发氧气振动能级的截面只有几个很窄的共振峰 [26–28], 所以氧气振动激发所占的电子碰撞能量损失只在 $T_e \approx 0.13 \text{ eV}$ 附近达到最大值 75%; 在 $0.3 \text{ eV} < T_e < 3 \text{ eV}$ 区间, 电子能量损失主要用于氮气振动激发, 由于氮气振动激发截面在 2–3 eV 附近有比较大的共振峰 [18–20], 因此在 $0.35 \text{ eV} < T_e < 1.6 \text{ eV}$ 的区间范围内, 氮气振动激发占整个能量损失的 90% 以上. 在 $3 \text{ eV} < T_e < 20 \text{ eV}$ 区间, 电子能量损失主要用于激发氮气电子态; 而当 $T_e > 20 \text{ eV}$ 时, 电子能量损失主要用于碰撞电离.

3.2 直流电场作用下各碰撞反应过程的电子能量损失

3.1 节直接使用 Maxwell 分布积分得到各碰撞反应过程的电子能量损失. 本小节使用文献 [19] 中得到的 EEDF, 利用 (15)–(17) 式得到各碰撞反应过程的电子能量损失. 与 3.1 小节不同, 本小节的 ϵ_{total} 还包括电离产生的二次电子所导致的能量损失. 另外, 本小节还对所有非弹性碰撞电子能量损失求和得到 ϵ_{in} .

图 2 给出了直流电场作用下各碰撞反应过程的电子能量损失及其占总能量损失的份额. 从图 2(a) 可以看出, 各碰撞过程能量损失随温度的变化趋势与 Maxwell 分布时基本相同, 但各碰撞过程占主导的能量区间与麦氏分布略有不同. 此时, 当 $T_e < 0.1 \text{ eV}$ 时, 能量损失主要用于转动激发, 这也可以从能量损失百分比的图 2(b) 中更明显地看出; 当 $0.1 \text{ eV} < T_e < 0.5 \text{ eV}$, 能量损失主要用于氧气的振动激发; 在 $0.6 \text{ eV} < T_e < 3 \text{ eV}$ 的区间, 电子能量损失主要用于氮气振动激发; 在 $3 \text{ eV} < T_e < 19 \text{ eV}$ 区间, 电子能量损失主要用于激发氮气电子态; 而当 $T_e > 19 \text{ eV}$ 时, 电子能量损失主要用于碰撞电离. 另外, 与 Maxwell 分布中的总能量为各碰撞过程损失能量之和不同, 这里的总能量 ϵ_{total} 包括了加热电离产生的二次电子的能量损失. ϵ_{total} 应等于电子从直流场中吸收的能量 P_{abs} . 电子碰撞过程中从电场中吸收的能量与碰撞过程的能量损失可用电子能量方程表示如下:

$$\frac{d(n_e \bar{\epsilon})}{dt} = P_{\text{abs}} - \frac{2m}{M} n_e v_c \bar{\epsilon} - \sum_i n_e v_i \epsilon_i - v_{\text{ion}} n_e \epsilon_{\text{ion}},$$

式中的 n_e 为电子数密度, $\bar{\epsilon}$ 为平均电子能量. 上式可变形为

$$n_e \frac{d(\bar{\epsilon})}{dt} = P_{\text{abs}} - \frac{2m}{M} n_e v_c \bar{\epsilon} - \sum_i n_e v_i \epsilon_i - v_{\text{ion}} n_e \epsilon_{\text{ion}} - v_{\text{ion}} n_e \bar{\epsilon}.$$

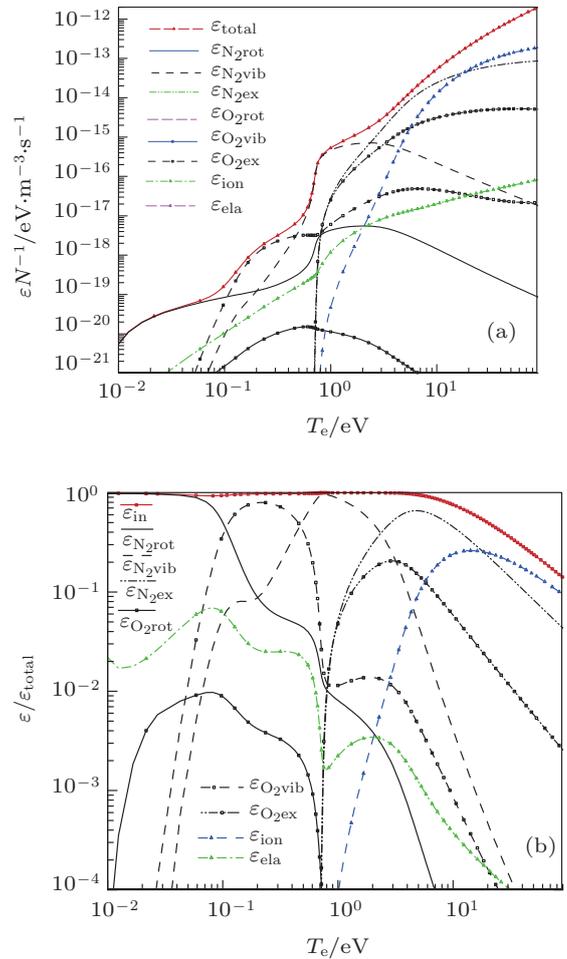


图 2 (a) 直流电场下各碰撞过程的电子能量损失随有效电子温度的变化; (b) 直流电场下各碰撞过程的电子能量损失所占份额随有效电子温度的变化

如果电子平均能量不变, 则

$$P_{\text{abs}} - \frac{2m}{M} n_e v_c \bar{\epsilon} - \sum_i n_e v_i \epsilon_i - v_{\text{ion}} n_e \epsilon_{\text{ion}} - v_{\text{ion}} n_e \bar{\epsilon} = 0, \quad (18)$$

(18) 式中第一项为电子从电场中吸收的能量, 第二项表示电子弹性碰撞损失的能量, 第三项表示电子激发各分子电子态损失的能量, 第四项为电子电离所需要的能量, 第五项为加速电离产生的次级电子到平均能量所消耗的能量. 从能量损失份额图 2(b) 可以看出, 对于氧气和氮气这样的双原子分子, 由于转动、振动能级的存在, 弹性碰撞的能量损失

不超过总能量的 6%, 因此对于空气等离子体, 不能将弹性碰撞作为主要能量损失来估算电子温度. 当 $T_e < 5$ eV, 电子从电场中吸收能量的 95% 用于非弹性碰撞 (转动、振动、电子态激发及电离), 其余能量主要用于加热电离产生的次级电子. 当 $T_e > 10$ eV, 超过 25% 的能量用于加热产生的次级电子. 从能量消耗百分比可以发现, 直接用于电离所占整个能量的比例在 $T_e = 14$ eV 附近达到了最大值 (约 25%).

图 3 给了直流电场下各碰撞反应过程的能量损失随约化场强 (E/N) 的变化. 由于有效电子温度随约化场强单调增加, 因此各碰撞反应过程的能量损失随约化的变化与其随有效电子温度的变化趋势一致, 在此对图 3 不再详细描述. 另外, 在微波场中, 各碰撞反应过程的能量损失随有效电子温度的变化与其在直流场中基本一致, 这里也就不再具体介绍.

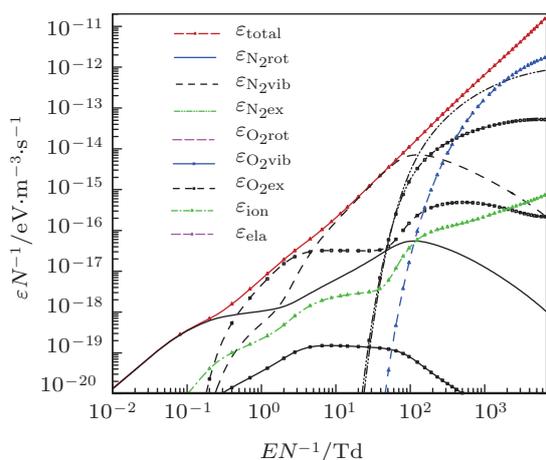


图 3 直流电场下各碰撞反应过程的能量损失随约化场强的变化 (1 Td = 10⁻²¹ V·m⁻²)

4 电子离子对产生所需的能量

如前言所述, 若能使用尽量少的电能产生尽量多的电子, 将能提高许多弱电离大气等离子体应用的效率. 这就需要对不同条件下电子 - 离子对产生所需的能量进行比较. 可以将电子从电场中吸收的总能量除以单位时间产生的电子数得到电子 - 离子对产生所消耗的平均能量 ϵ_e , 即:

$$\epsilon_e = \frac{P_{abs}}{\nu_{ion} n_e}$$

如图 4 所示, 当 $T_e < 3$ eV 时, 由于电子能量大量消耗在转动、振动能级上, 平均每电离一个电子需要超过 4000 eV 的能量. 当有效电子温度增加到 $T_e = 5$ eV 时, 电离一个电子需要的能量平均降为 160 eV; 当有效电子温度进一步增加到 $T_e = 14$ eV, ϵ_e 达到最小值 57 eV. 此时, 有约 14.8 eV 的能量用于克服电离能, 21 eV ($3kT_e/2$) 的能量用于加速新产生的二次电子, 其余的大部分能量用于氮气、氧气的激发. 当 $T_e > 14$ eV 时, 用于加速二次电子到平均电子能量所需的能量比重越来越大, 这一部分能量与有效电子温度成正比, 因此 ϵ_e 在 $T_e > 14$ eV 时随有效电子温度近似线性增加.

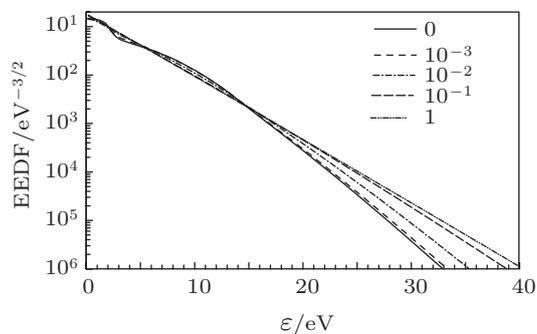


图 4 直流电场下每产生一个电子离子对所需能量随有效电子温度的变化

图 5 给出了直流电场下 ϵ_e 能随约化场强的变化. 可以发现, ϵ_e 随约化场强先减小后增加. 当约化场强 $E/N = 1350$ Td (对应于一个大气压下, 所需场强为 34.4 MV/m) 时, ϵ_e 达到最小值 (57 eV). 此时的场强较强, 超过击穿阈值 11 倍. 因此, 一些文献提出使用强电场 (或高能电子束) 产生弱电离大气等离子体, 从而提高能量效率 [9].

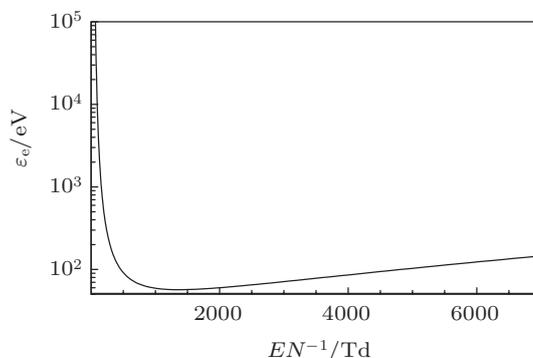


图 5 直流电场下每电离一个电子离子对电子所需能量随约化场强的变化

5 结论

本文首先对 Maxwell 分布下大气等离子体中碰撞过程的电子能量损失进行了分析. 又在文献 [25] 求解玻尔兹曼方程得到 EEDF 的基础上, 求出直流电场作用下弱电离大气等离子体中各碰撞过程的电子能量损失. 由于在弹性碰撞中电子 - 重粒子能量交换很少, 同时氮气、氧气分子又有很多能量阈值较低的转动、振动能级存在, 在大气等离子体中弹性碰撞能量损失所占份额很小 (直流电场作用下为 6% 以下). 在直流电场作用下, 当有效电子温度 $T_e < 0.1$ eV 时, 电子能量损失主要用于转动激发; 0.1 eV $< T_e < 0.5$ eV, 能量损失主要用于氧气

的振动激发; 在 0.6 eV $< T_e < 3$ eV 区间, 电子能量损失主要用于氮气振动激发; 在 3 eV $< T_e < 19$ eV 区间, 电子能量损失主要用于激发氮气电子态; 而当 20 eV $< T_e < 30$ eV 时, 电子能量损失主要用于碰撞电离. 当 $T_e > 30$ eV 时, 电子能量损失主要用于加速电离产生的二次电子. 有效电子温度所在的区间不同, 其占主导的能量损失过程不同, 因此可以根据不同的需求调节电场强度, 从而达到较高的能量利用率. 可以发现, 如果想产生高电子密度的等离子体, 应将直流场强控制 $E/N = 1350$ Td (或有效电子温度为 14 eV) 附近, 此时产生电子 - 离子对所需的能量最小, 为 57 eV.

- [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] Gurevich A V, Borisov N D, Milikh G M 1997 *Physics of Microwave Discharges* (Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers)
- [7] Vidmar R J 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 733
- [8] Gurevich A V, Litvak A G, Vikharev A L, Ivanov O A, Borisov N D, Sergeichev K F 2000 *Phys. Uspekhi* **43** 1103
- [9] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B 2001 *Paper AIAA* 2001 2940
- [10] Krile J T, Neuber A A, Krompholz H G, Gibson Thomas L 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 201501
- [11] Dijk J V, Peerenboom K, Jimenez M, Mihailova D, Mullen J V D 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194012
- [12] Kusher M J 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194013
- [13] Kim H C, Iza F, Yang S S, Radmilovic-Radjenovic M, Lee J K 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** R283
- [14] 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]
- [15] Nam S K, Verboncoeur J P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **99** 231502
- [16] Nam S K, Lim C, Verboncoeur J P 2009 *Phys. Plasmas* **16** 023501
- [17] Boeuf J P, Chaudhury B, Zhu G Q 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 015002
- [18] Chaudhury B, Boeuf J P, Zhu G Q 2010 *Phys. Plasmas* **17** 123505
- [19] Raizer Y P 1991 *Gas Discharge Physics* (Berlin: Germany: Springer-Verlag)
- [20] Macheret S O, Shneider M N, Murray R C 2006 *Phys. Plasmas* **13** 023502
- [21] Macheret S O, Shneider M N, Murray R C, Miles R B 2005 *Paper AIAA* 2005 0202
- [22] Macheret S O, Shneider M N, Miles R B 2002 *AIAA J* **40** 74
- [23] Gudmundsson J T 2005 Univ. Iceland Tech. Rep. RH-09-2005
- [24] Gudmundsson J T 2002 Univ. Iceland Tech. Rep. RH-21-2002
- [25] Zhou Q H, Dong Z W 2011 *Acta Phys. Sin.* **62** 015201 (in Chinese) [周前红, 董志伟 2011 物理学报 **62** 015201]
- [26] Phelps A V, Pitchford L C 1985 *Phys. Rev. A* **31** 2932
- [27] Itikawa Y, Hayashi M, Ichimura A, Onda K, Sakimoto K, Takayanagi K 1986 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **15** 985
- [28] Itikawa Y 2009 *J. Phys. Chem. Ref. Data* **38** 2689

Theoretical study on the energy loss induced by electron collisions in weakly ionized air plasma*

Zhou Qian-Hong[†] Dong Zhi-Wei

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

(Received 24 January 2013; revised manuscript received 26 June 2013)

Abstract

The energy loss induced by electron collisions in weakly ionized air plasma is calculated based on the electron energy distribution function that we obtained. Since there are a lot of low-energy-threshold molecular rotation and vibration excitations and the electron-molecule energy transfer is inefficient in elastic collision, the fraction of energy loss for electron elastic collision (less than 6%) is negligible. Among different collision processes the electron energy loss is dominant in different energy regions. As the effective electron temperature (or the reduced electric field) increases, the dominant energy loss process becomes sequentially rotational excitation, vibrational excitation, electronic excitation, collisional ionization, and accelerating ionized electrons. When $E/N = 1350$ Td (or $T_e = 14$ eV), the average energy loss per ion-electron pair reaches a minimum value of 57 eV. By controlling the electric field according to the requirement in applications, we can control the electric field to achieve a higher energy efficiency.

Keywords: weakly ionized air plasma, electron collision, electron energy loss

PACS: 52.25.Dg, 52.80.Tn

DOI: 10.7498/aps.62.205201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11105018), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB328904), and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2012B0402064).

[†] Corresponding author. E-mail: zqh2002@gmail.com