

基于 Boltzmann 方程的 TLEs 电子分布特性研究

张华龙,黄朝艳,卜淑平

(南京航空航天大学 航天学院,江苏 南京 210016)

摘要:中高层大气瞬态发光事件(TLEs)是临近空间研究的热点课题,研究 TLEs 的辐射特性、扰动电子密度等问题的关键在于求解电子能量分布函数(EEDF)。文中基于玻尔兹曼方程数值模型,求解得到了 TLEs 中气体随时间变化的 EEDF;结合唯一变量法,获得了求解过程中的时间步长(δ_t)、电子能量网格间隔($\Delta\epsilon$)、约化电场(E/N)、大气压强(P)、大气温度(t_{gas})、麦克斯韦分布初始电子平均能量(te_l)等对 EEDF 的影响及其规律;提出了如何在实际复杂环境、变化电场的情况下,利用 Boltzmann 方程数值模型,并运用这些规律来求解 TLEs 中气体 EEDF,以得到更加准确的结果。

关键词:中高层大气瞬态发光事件;玻尔兹曼方程;电子能量分布函数;影响参数

中图分类号:TP39

文献标识码:A

文章编号:1673-629X(2015)09-0204-05

doi:10.3969/j.issn.1673-629X.2015.09.043

Research on Characteristics of Electron Energy Distribution Function of TLEs Based on Boltzmann Equation

ZHANG Hua-long, HUANG Chao-yan, BU Shu-ping

(College of Astronautics, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics,
Nanjing 210016, China)

Abstract: Transient Luminous Events (TLEs) in the upper atmosphere is a focus of near space, to solve the Electron Energy Distribution Function (EEDF) is the key to research the TLEs' problems of the radiation characteristics, the disturbed electron density and so on. Based on the numerical model of Boltzmann equation, the time evolution of the EEDF is calculated; combined with the only variable principle, found that many parameters, such as the time step (δ_t), the grid interval of electronic energy ($\Delta\epsilon$), reduced electric field (E/N), atmospheric pressure (P), atmospheric temperature (t_{gas}) and initial electric average energy of Maxwell distribution (te_l), have influenced on EEDF and its regularity. Under the complicated environment and the changing electric field in the actual in order, how to solve the EEDF of the gases in TLEs to get more accurate result using the numerical model of Boltzmann equation are identified.

Key words: TLEs; Boltzmann transport equation; electron energy distribution function; influencing parameters

0 引言

随着技术的发展,临近空间飞行器在军事行动中 will 发挥越来越重要的作用,其飞行所在的临近空间(19.8~100 km)受到了航天大国的高度关注^[1]。中高层大气瞬态发光事件(Transient Luminous Events, TLEs)恰好发生在这一空间区域。TLEs 是由对流层闪电向上诱发的,发生于活跃雷暴云上空平流层和中间层的一类快速大气放电现象。根据光辐射的形态特征和发生位置的不同,可将 TLEs 归纳为 Red Sprites、Blue Jets、Gigantic Jets 和 Elves^[2-3]。

目前,国内外的研究者们^[4-10]主要从中层闪电的

辐射特性、对地球环境的影响等方面开展了大量研究。解决此类问题的关键在于求解电子能量分布函数(Electron Energy Distribution Function, EEDF)。中高层大气电离度极低,属于低温非平衡态的等离子体放电, EEDF 可以通过求解玻尔兹曼方程来求解。

求解玻尔兹曼方程的方法可以追溯到 Lorenz 为研究电子在金属里传输,用一个球对称项和一个小的矢量来展开的方法,获得分布函数。该方法在 20 世纪 30 年代被 Allis 运用于弱电离大气中的电子,在 1946 年被 Holstein 进一步改进。随着计算机和数值分析方法的推广,该方法在 20 世纪 60 年代被 Phelps 和他的团队广泛应用于计算电子与原子和分子发生非弹性碰

收稿日期:2014-10-30

修回日期:2015-01-30

网络出版时间:2015-08-26

基金项目:国家自然科学基金资助项目(41204116)

作者简介:张华龙(1989-),男,硕士,研究方向为 TLEs;黄朝艳,讲师,研究方向为磁层物理、磁层等离子体模拟和 TLEs。

网络出版地址: <http://www.cnki.net/kcms/detail/61.1450.TP.20150826.1556.036.html>

撞而造成的能量损失。他们通过为大气中电子群的运输特性建模来获得电子碰撞截面,作为求解玻尔兹曼方程整个过程的一部分。后来, Rockwood、Elliot 和 Greene 采用有限差分的方法来求解玻尔兹曼方程。这种方法不仅简化了求解过程,还能同时处理多个随时间独立的碰撞过程^[11-12]。

ELENDIF 程序^[13]是在上述基础上改进得到的程序。ELENDIF 用球函数两项展开的方法对玻尔兹曼方程进行求解。这个程序在 1972 年,由韦恩州立大学为研究 CO 放电层的能量传输过程建立的模型的最初代码上发展而来。由于在放电过程中有大量横截面被电子振动激发,电子能量分布函数呈高度非麦克斯韦-玻尔兹曼函数。后来,这个程序在天体物理学研究所的联合实验室和美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室得到了继续改进。但在放电、准分子激光和激光产生等离子体的研究中,更多的物理过程需要考虑。如电子-电子、电子-离子碰撞、逆韧致辐射、电离和吸附过程会改变电子数密度。这个程序根据不同的应用得到不断改进。

现在,在有限的近似条件下,基于 Boltzmann 方程的 ELENDIF 程序能够计算随时间变化的能量分布函数,处理非弹性碰撞、完全弹性碰撞、电子-电子、质子-电子碰撞过程,吸附、符合和电离等。而实际的 TLEs 环境参数与由雷暴云激发的电场是复杂、变化的。因此,该程序尚不能满足需求。文中采用唯一变量法,得到 EEDF 随时间步长、能量网格间隔大小、约化电场、大气压强、大气温度、麦克斯韦分布初始电子平均能量等参数的变化规律;分析如何在实际中复杂环境、变化电场的情况下,运用这些规律来求解 TLEs 中气体的 EEDF,以得到更加准确的结果。

1 Boltzmann 方程数值模型与计算过程

1.1 Boltzmann 方程理论

低电离层的电离度是很低的,特别是在夜间。可以用玻尔兹曼方程 (Boltzmann Equation) 来描述电子的动力学行为。通过玻尔兹曼方程计算电子的能量分布函数。方程如下^[14]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r + \frac{e\mathbf{E}}{m} \cdot \nabla_v\right)f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_c \quad (1)$$

式(1)中右边是碰撞项,而 $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ 的函数即为要求的解,描述电子在空间和速度(即能量)的分布机率。假设空间上均匀,即与位置 \mathbf{r} 无关,将分布机率 $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ 做两项的球谐展开,有

$$f(t, \mathbf{v}) = f_0(t, \mathbf{v}) + \frac{\mathbf{v}}{v} \cdot \mathbf{f}_1(t, \mathbf{v}) \quad (2)$$

式中, $f_0(t, \mathbf{v})$ 为球对称的电子能谱; $\frac{\mathbf{v}}{v} \cdot \mathbf{f}_1(t, \mathbf{v})$

为非对称项,若电场方向为 z ,则此项为 $f_1(t, \mathbf{v}) \cos\theta$ 。

将上式代入玻尔兹曼方程,经整理后得到两项球谐式表达如下:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{eE}{m} \frac{1}{3v^2} \frac{\partial(v^2 f_1)}{\partial v} + Q(f_0) \quad (3)$$

$$f_1 = \frac{eE}{mv_m} \frac{\partial f_0(v)}{\partial v} \quad (4)$$

式中, $Q(f_0)$ 为非弹性碰撞下损失某能量区间电子数; v_m 为碰撞频率。

将上式代入两项的球谐函数展开方程第一式,并将 $f_0(t, v)$ 改写为 $n(\varepsilon, t)$, 其中 $\varepsilon = m_e v_e^2/2$ 。那么随时间变化的电子能谱的基本公式为:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (A \varepsilon^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \varepsilon^{1/2}) + Q(n) \quad (5)$$

$$A = \frac{e^2 E_0^2}{3m} \frac{v_m}{w^2 + v_m} \quad (6)$$

考虑气体与电子间动量的转移、非弹性、弹性碰撞及超弹性碰撞过程,更完整的表达形式如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} = & -\frac{\partial J_f}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial J_{el}}{\partial \varepsilon} + \\ & \sum_{s,j} N_s^0 [R_{sj}(\varepsilon + \varepsilon_{sj})n(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) - R_{sj}(\varepsilon)n(\varepsilon)] - \\ & \sum_{s,j} N_s^j [R_{sj}^*(\varepsilon)n(\varepsilon) - R_{sj}^*(\varepsilon - \varepsilon_{sj})n(\varepsilon - \varepsilon_{sj})] \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} J_f = & \frac{2N_e^2 (E/N)^2 \varepsilon}{3m (2\varepsilon/m)^{1/2} \sum_s \delta_s \sigma_s(\varepsilon)} \left(\frac{n}{2\varepsilon} - \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) \\ J_{el} = & -N \left(\frac{2\varepsilon}{m} \right)^{1/2} \sum_s \delta_s \frac{2m}{M_2} \sigma_e(\varepsilon) \left[n \left(\frac{kT}{2} - \varepsilon \right) - \right. \\ & \left. kT\varepsilon \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right] \end{aligned}$$

$$R_{sj}(\varepsilon) = \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} [\varepsilon^{1/2} \sigma_{sj}(\varepsilon)]$$

$$R_{sj}^*(\varepsilon) = \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \left[\frac{(\varepsilon + \varepsilon_{sj})}{\varepsilon^{1/2}} \sigma_{sj}(\varepsilon + \varepsilon_{sj}) \right]$$

$$N = \sum_{s,j} (N_s^0 + N_s^j)$$

$$n(\varepsilon) = n_e f_0(\varepsilon) \varepsilon^{1/2}$$

$$\text{使 } \int_0^\infty n(\varepsilon) d\varepsilon = n_e$$

式中, s 为受激发气体种类; j 为受激发气体能态; J_f 为代表从电场中获得的能量; J_{el} 为弹性碰撞损失; R_{sj} 为电子激发 s 气体从基态到激发态 j 的碰撞截面; R_{sj}^* 为电子与激发态 j 的 s 气体产生超弹性碰撞的碰撞截面; $n_e(\varepsilon)$ 为电子能量分布函数。

式(7)中右边第一项为电子能谱的基本展开;第二项为弹性碰撞损失项;第三项为非弹性碰撞;第四项为超弹性碰撞。

一般地, Boltzmann 方程没有解析解, 数值解也是很复杂的过程, 只能在一定的假设条件下才能进行。Taranenko 等用球函数微展开的方法, 在电场作用下, 对 Boltzmann 方程数值求解, 用于计算电离层 D 区电子的二次电离和附着频率以及稳态时电子的平均能量等。文中将分布函数两项球展开, 并将 $f_0(t, v)$ 改写为 $n(\varepsilon, t)$, 再将 $n(\varepsilon, t)$ 转化成 n 个网格点上的能量 $n(\varepsilon_i, t)$, 并使 $n(\varepsilon_i, t) = n_i(t)$ ($i = 1, 2, \dots, n$), 得到有限差分向量。方程表示如下:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} + \mathbf{B}(t) \cdot \mathbf{n} + \mathbf{C}[n(t) \cdot \mathbf{n} + \mathbf{Q}(t)] \quad (8)$$

式中, \mathbf{A} 为电场, 弹性碰撞, 非弹性碰撞, 超弹性碰撞过程的系数矩阵; \mathbf{B} 为随时间变化过程 (如复合) 的系数矩阵; \mathbf{C} 为随电子数密度变化过程 (如电子-电子碰撞) 的系数矩阵; \mathbf{Q} 为外部电子源 (如电子束)。

对式(8)进行数值解算, 最终得到电子能量分布函数。

1.2 计算过程

文中首先依据唯一变量原则, 取得时间步长 (δt)、电子能量网格间隔 ($\Delta \varepsilon$)、约化电场 (E/N)、大气压强 (P)、大气温度 (t_{gas})、麦克斯韦分布初始电子平均能量 (tel) 等参数的合理值, 然后采用基于 Boltzmann 方程的 ELENDF 程序来计算电子能量分布函数, 最后分析所得电子能量分布函数的特性与规律。

2 计算结果与分析

采用基于 Boltzmann 方程的 ELENDF 程序计算所得的电子能量分布函数与分析如下:

2.1 随时间变化的电子能量分布函数

取 $E/N = 10 \text{ Td}$ ($1 \text{ Td} = 1 \text{e-}17 \text{ V} \cdot \text{cm}^2$)、初始分布为平均能量 1 eV 的麦克斯韦分布、时间步长 $\delta t = 1.0 \text{e-}11 \text{ s}$ 。当时间步数取不同值时就可以得到不同时刻的电子能量分布函数。如图 1 所示, 电子能量分布函数

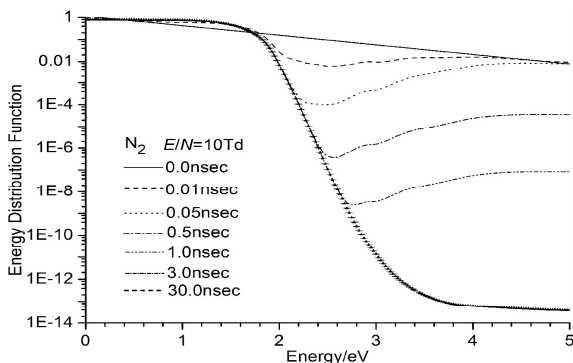


图 1 $E/N = 10 \text{ Td}$, 时间步长为 0.01 nsec 时不同时刻的电子能量分布函数

在达到稳定之前, 随时间的增加逐渐向低能段移动, 高能段分布的电子减少, 即向 Maxwellian 分布靠近, 最终趋于稳定, 电子能量分布函数趋于 Maxwellian 分布。

2.2 时间步长与网格间隔大小对分布函数的影响

由上述可知, 电子能量分布函数随时间增加最终趋于稳定, 在达到稳定之前, 是随时间变化的。在实际的数值求解过程中, 要想得到随时间变化的电子能量分布函数, 需要给定时间步长 δt 。如图 2(a) 所示, 在满足 $\max(\delta t A_{ij}) < 1$ 条件的情况下, 随着 δt 减小, 在高能段分布的电子减少, 在低能段分布的电子增加, 电子能量分布函数向 Maxwellian 分布靠近, 趋于稳定的速度越快; 在 δt 较小时, 再减小 δt , 电子能量分布函数的变化不再明显, 但在数值计算过程中, 要得到某一时刻的电子能量分布函数时, δt 越小, 需要的时间步数越多, 这使得计算效率降低。因此, 需要取一个适当的 δt 。

实际在解算矩阵时将电子能量分割成能量间隔为 $\Delta \varepsilon$ 的 n 个网格点。在 $(k-1)\Delta \varepsilon$ 和 $k\Delta \varepsilon$ 之间的电子能量定义为 n_k 。然后, 将方程(8)转化为 n 个点集的差分方程进行求解。如图 2(b) 所示, 电子能量范围相同时, 当网格数小于 200, 即网格间隔大于 0.025 时, 网格数越大, 即网格间隔越小, 在高能段分布的电子减少, 在低能段分布的电子增加, 电子能量分布函数向 Maxwellian 分布靠近; 当网格数大于 200, 即网格间隔小于 0.025 时, 网格数增加, 电子能量分布函数几乎没有变化。在解算过程中, 增加网格数, 计算速度会明显变慢, 因此, 当网格间隔为 0.025 时, 可以认为计算所得到的电子能量分布函数的误差已经很小, 在误差范围内, 不需要再增大网格数以减小网格间隔大小了。

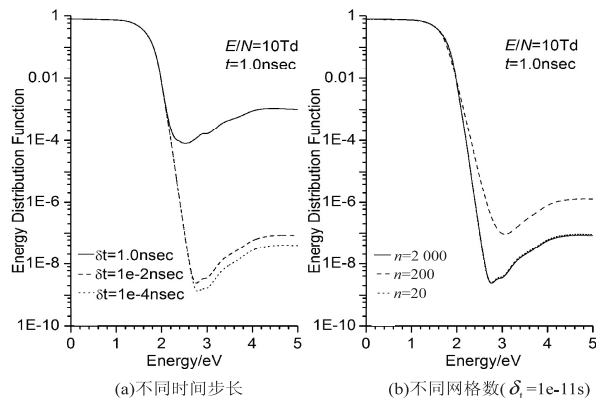


图 2 $E/N = 10 \text{ Td}$ 时的电子能量分布函数

2.3 约化电场对分布函数的影响

文中采用点电荷模型计算得到雷暴云放电后形成的 QE 电场, 并将它转化为约化电场 E/N 作为输入变量, 对玻尔兹曼方程进行求解。从图 3 中可以看出, 大部分电子的能量较低, 高能电子比例很少, 电子能量高于 10 eV 的分布几率小于 0.02 。随着约化电场不断增

强,最大分布几率降低,能量分布范围显著增大,低能电子减少,高能电子增多,分布几率向高能方向移动,愈发背离 Maxwellian 分布。这是由于约化电场明显增大,电子由电场获得能量的效率增加,弹性碰撞逐渐减少,非弹性碰撞起主要作用,能量超过非弹性碰撞阈值的电子数增加造成的,与实验结果一致。 $E/N \leq 30$ Td 时,电子能量低于 10 eV,最高几率为 0.85 (10 Td) 和 0.55 (30 Td); $E/N = 50 \sim 400$ Td,最大电子能量逐渐增大,分布几率为 10^{-5} 的电子能量范围从 11.5 eV 到 52 eV,最大能量分布几率降到 0.05 以下。 $E/N \geq 100$ Td 时,部分电子分布在能量大于 18.8 eV 的能段 (1NH_2^+ 带系阈值),即会有一部分气体分子因与该能段的电子进行碰撞而发生电离、二次电离等过程,高能段电子分布几率随约化电场显著增加。

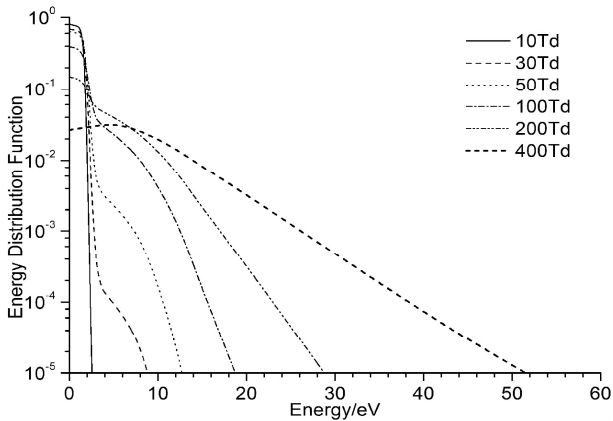


图3 不同约化电场的电子能量分布函数

2.4 大气参数对电子能量分布函数的影响

大气压强与大气温度都是气体的重要参数,且与气体的平均动能相关。

从图4(a)中可以看出, $t = 1$ ms, $P = 2$ pa 时,电子能量分布函数基本趋于稳定,而 $P < 2$ pa 时,电子在高压尚有较多分布,较偏离 Maxwellian 分布,要达到稳定,需要更长时间。因此,大气压强越大,电子能量分布函数趋于稳定越快。

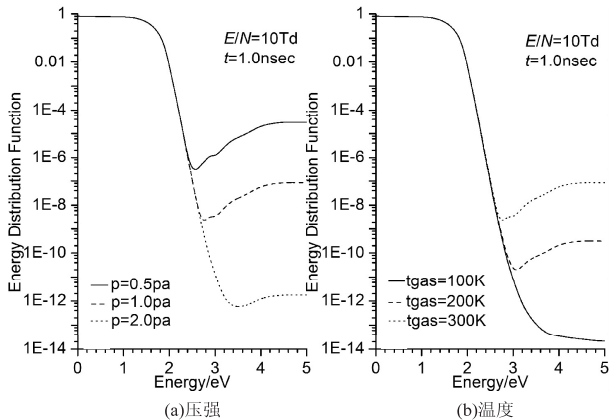


图4 $E/N = 10$ Td 时不同大气参数下的电子能量分布函数

理想气体压强与气体分子平均动能有如下关系:

$$P = \frac{2}{3}n_0\left(\frac{1}{2}mv^2\right) = \frac{2}{3}n_0\varepsilon_k \tag{9}$$

式中, n_0 为分子数密度; v 为气体分子平均速度; ε_k 为气体分子平均动能。

从式(9)中可以看出,气体压强与气体分子平均动能成正比,气体压强越大,气体分子的平均动能越大,分子的平均动能越大,分子热运动的程度越剧烈。因此,气体压强越大,电子与气体、气体与气体间的碰撞反应越快,反应达到稳定的速度就越快。

实际大气环境中,大气的压强随着高度的增加逐渐减小。设海拔高度 h 处的温度为 T ,气压为 P ,重力加速度为 g ,地面的海拔高度为 h_0 ,温度为 T_0 ,气压为 P_0 ,重力加速度为 g_0 。在给定高度处的大气压强,等于它上面单位截面积空气柱施加的压力^[15],则

$$dP = -\rho(h)g(h)dh \tag{10}$$

式中, $\rho(h)$ 为高度 h 处的大气密度; $g(h)$ 为高度 h 处的重力加速度。

根据理想气体状态方程,可得气体密度表达式:

$$\rho(h) = \frac{m}{V} = \frac{P\mu}{RT} \tag{11}$$

式中, V 为气体体积; m 为体积 V 内所含气体重量; μ 为空气摩尔质量; R 为气体常数,为 $8.314\,3\,\text{J/K} \cdot \text{mole}$ 。

将式(11)代入式(10)得:

$$\frac{dP}{P} = -\frac{\mu g(h)}{RT}dh \tag{12}$$

对式(12)两边积分得:

$$P = P_0 \exp\left(-\int_{h_0}^h \frac{\mu g(h)}{RT}dh\right) \tag{13}$$

其中,根据万有引力定律, h 处重力加速度为

$$g(h) = \frac{g_0}{(1 + h/r)^2} \tag{14}$$

式中, r 为地球半径。

在实际求解中,需要根据实际大气环境中的压强来计算电子能量分布函数,以得到准确结果。

从图4(b)中可以看出,同一时刻,随着温度升高,电子能量分布函数向高能段移动,分布在高能段的电子越多。理想气体的物态方程为:

$$PV = \frac{m}{M}RT = \frac{N_0}{N_A}RT \tag{15}$$

其中, $n_0 = \frac{N_0}{V}$; T 为气体温度; V 为气体体积; R 为常数;又 $k = \frac{R}{N_A} = 1.38 \times 10^{-23}\,\text{J}$,将式(9)代入式(15)得:

$$\varepsilon_k = \frac{3}{2}kT \tag{16}$$

式(16)表明分子的平均平动动能与气体的温度成正比;气体的温度越高,分子的平均平动动能越大。

实际大气环境中,气体温度在 TLEs 发生的空间范围(约 20~100 km)内有显著变化。从 20 km 到约 30 至 35 km 处,是平流层下部,气温随高度增加不大。平流层上部主要由于臭氧吸收太阳辐射导致温度迅速升高,平均每升高 1 km,温度升高 5 摄氏度,至平流层顶温度达到最大值约 280 K。从平流层顶至约 85 km 高度的中间层中,温度随高度增加而降低,主要是因为臭氧比较稀少,并且氮、氧能够直接吸收的短波长辐射已被上层大气吸收,中间层顶(85 km)的气温下降至 190 K 甚至更低。从中间层顶至 120 km 的低热层,温度随高度的增加而升高,热层中的 N_2 、 O_2 、O 气体在太阳辐射以及宇宙射线的作用下,处于高度电离状态,因而又称电离层,而 TLEs 发生的最高处也正位于电离层底部,低热层包含了电离层 D 层和 E 层的下部^[16]。

造成大气温度扰动的因素有很多,由于大气的加热主要来源于吸收地面的辐射及太阳的辐射,辐射的强度及辐射在大气中的传播的波动均会对大气温度产生影响。近年对大气温度的研究也表明,重力波的破碎以及空气动力学中的风场也会对大气温度产生扰动。

因此,在实际求解中,需要基于现有的大气温度模型,获得实际大气环境中的温度来计算电子能量分布函数,以得到准确结果。

2.5 麦克斯韦分布初始电子平均能量对分布函数的影响

数值解算过程中,电子能量分布函数是以电子平均能量 tel 的值为初始分布的。从图 5 中可以看出,麦克斯韦分布初始电子平均能量对高能段的电子分布影响较大。随着 tel 增大,电子分布在高能段的机率增加。由数值分析的初值问题可知,初值的给定对于求解微分方程比较重要,因此,在求解电子能量分布函数

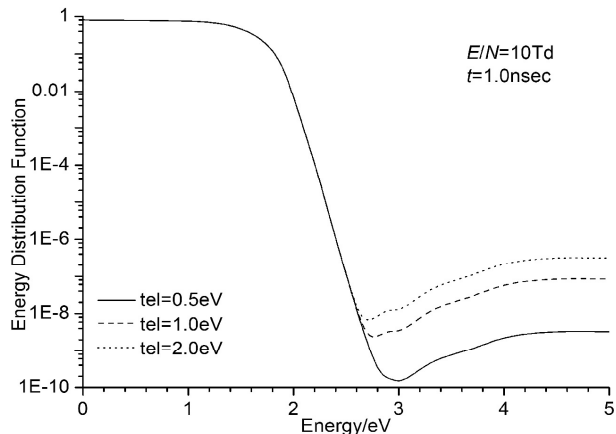


图 5 $E/N = 10$ Td 时不同初始电子平均能量的电子能量分布函数

时,需要根据已有的理论,选取合适的初值 tel ,以得到更加准确的结果。

3 结束语

电子能量分布函数可以反映电子在各个能段的分布情况。在 TLEs 的研究中,基于电子能量分布函数,可以分析得到电子与粒子反应的过程;计算辐射、扰动电子密度、电子平均能量、电子迁移率等。因此,得到准确的电子能量分布函数对于研究 TLEs 至关重要。文中采用基于 Boltzmann 方程的 ELENDF 程序计算了 TLEs 中气体电子能量分布函数,得到了 EEDF 随参数的变化规律,经分析与总结还得到以下结论:

(1) ELENDF 程序在计算随时间变化的 EEDF 时,在时间步长都满足 $\max(\delta_i A_{ij}) < 1$ 的同时还要考虑 δ_i 不同时对 EEDF 的影响。 δ_i 越短 EEDF 趋于稳定越快,当 δ_i 较短时,EEDF 趋于稳定的速度变化不大,但随着 δ_i 值减小,计算步数的增多会使得计算速度明显减慢。因此需要综合考虑选择一个适当的 δ_i 。

(2) 约化电场是重要的输入参数,约化电场不同时,电子与电子和其他粒子产生的反应不同,EEDF 趋于稳定的速度也不同。因此,当约化电场不同时, δ_i 需要做相应的改变。

(3) 能量网格间隔大小影响计算精度,间隔越小误差越小,但计算所需时间越长。经实验计算当间隔大小小于 0.025 时,误差已经很小,基本可以满足条件了。

(4) 大气压强、大气温度、麦克斯韦分布初始电子平均能量会影响 EEDF 趋于稳定的速度与电子分布情况,因此需要基于已有模型,将算得的实际值作为参数才能得到精确结果。

TLEs 中大气压强、大气温度、初始电子数密度等参数不是定值而是变化的。目前,基于 Boltzmann 方程的 ELENDF 程序是在有限的近似条件下,计算得到 EEDF 的,因此,要得到实际中复杂环境、变化电场下,TLEs 中气体的 EEDF,就需要考虑当这些参数改变时,为程序做相应的调整。这样就可以获得 TLEs 中气体更加贴近实际的电子能量分布函数,也为更加准确地解决 TLEs 的相关问题提供了基础。

参考文献:

- [1] 陈凤贵,陈光明,刘克华. 临近空间环境及其影响分析[J]. 装备环境工程,2013,10(4):71-75.
- [2] Chen A B, Kuo C L, Lee Y J, et al. Global distributions and occurrence rates of transient luminous events[J]. J Geophys Res,2008,113:A08306.

通过实验结果可知,使用文中提出的方法虽然达不到手工方法的准确率,但其节省人力物力,节省时间,并能大致地反映文本内容。

5 结束语

所提出的基于语料库和规则库的石油领域本体自动构建的方法,利用预处理软件对文本特征进行抽取,利用语料库区分概念和属性,利用规则库建立概念属性之间的关系,较传统的手工方法有明显的优势。

当然,文中的研究内容还存在需要提高的方面。比如,语料库中存放的语料不全面,规则库中存放的规则不完全,这些因素影响概念、属性抽取的准确率,直接导致本体自动构建时间的增加。这些问题,都将作为今后的研究内容。

参考文献:

- [1] 文必龙,张 莉. 石油勘探开发领域本体的构建方法研究[J]. 计算机工程与应用,2009,45(34):1-3.
- [2] 杜睿山,尚福华,吴雅娟. 基于本体的石油开发领域知识构建研究[J]. 科学技术与工程,2010,10(19):4656-4662.
- [3] 朱恒民,姬小利,黄卫东,等. 电信领域本体构建方法研究[J]. 现代情报,2008,28(1):184-186.
- [4] 王 进. 基于本体的语义信息检索研究[D]. 合肥:中国科学技术大学,2006.
- [5] Zhong J, Aydina A, McGuinness D L. Ontology of fractures[J]. Journal of Structural Geology, 2009, 31(3):251-259.
- [6] Raskin R. Guide to SWEET ontologies[R]. Pasadena:NASA/Jet Propulsion Lab, 2013.
- [7] 徐力斌,刘宗田,周 文,等. 基于 WordNet 和自然语言处理技术的半自动领域本体构建[J]. 计算机科学,2007,34(6):219-222.
- [8] López M F, Gómez-Pérez A, Sierra J P, et al. Building a chemical ontology using methontology and the ontology design environment[J]. IEEE Intelligent Systems & Their Applications, 1999, 14(1):37-46.
- [9] Uschold M, King M. Towards a methodology for building ontology[C]//Proc of international joint conference on artificial intelligence. [s. l.]:[s. n.], 1995:373-380.
- [10] 王晓盈,王晓璇,刘 鹏. 中文本体构建及可视化研究[J]. 计算机技术与发展,2010,20(2):121-124.
- [11] 陈晓云. 文本挖掘若干关键技术研究[D]. 上海:复旦大学,2005.
- [12] 徐 健,张智雄,吴振新. 实体关系抽取的技术方法综述[J]. 现代图书情报技术,2008(8):18-23.
- [13] 刘 威. 基于中文文本的本体构建方法研究[D]. 哈尔滨:哈尔滨工程大学,2008.
- [14] 杜小勇,李 曼,王 珊. 本体学习研究综述[J]. 软件学报,2006,17(9):1837-1847.
- [15] 鲍 文,李冠宇. 本体存储技术研究[J]. 计算机技术与发展,2008,18(1):146-150.
- [16] 地球物理学报,2005,48(3):480-486.
- [10] Yang J, Qie X S, Feng G L. Characteristics of one sprite-producing summer thunderstorm[J]. Atmospheric Research, 2013, 127:90-115.
- [11] Rockwood S D, Greene A E. Numerical solutions of the Boltzmann transport equation[J]. Computer Physics Communications, 1980, 19:377-393.
- [12] Elliott C J, Greene A E. Electron energy distributions in e-beam generated Xe and Ar plasmas[J]. Journal of Applied Physics, 1976, 47(7):2946-2953.
- [13] Morgan W L, Penetrante B M. ELENDF: a time-dependent Boltzmann solver for partially ionized plasmas[J]. Computer Physics Communications, 1990, 58, 127-152.
- [14] Razier Y P. Gas discharge physics[M]. New York:Springer-Verlag, 1991.
- [15] 郭冠军,李树楷. 对流层内激光垂直精密测距研究[J]. 光电子·激光,2001,12(4):400-402.
- [16] 肖存英. 临近空间大气动力学特性研究[D]. 北京:中国科学院研究生院(空间科学与应用研究中心),2009.

(上接第 208 页)

- [3] 郇秀书,吕达仁,卞建春,等. 中高层大气瞬态发光事件(TLEs)及可能的影响[J]. 地球科学进展,2009,24(3):286-296.
- [4] Funaki K, Fukunishi H, Tsuji Y, et al. Giant cystic leiomyoma of the uterus occupying the retroperitoneal space[J]. Journal of Radiology Case Reports, 2013, 7(12):35-40.
- [5] Pasko V P, Yair Y, Kuo C L. Lightning related transient luminous events at high altitude in the earth's atmosphere: phenomenology, mechanisms and effects[J]. Space Science Reviews, 2012, 168(1-4):475-516.
- [6] Siefing C L, Morrill J S, Sentman D D, et al. Simultaneous near-infrared and visible observations of sprites and acoustic-gravity waves during the EXL98 campaign[J]. Journal of Geophysical Research, 2010, 115:A00E57.
- [7] 黄文耿,古士芬. 雷暴云准静电场和夜间低电离层的电离[J]. 空间科学学报,2002,22(3):227-233.
- [8] 黄文耿,古士芬. 雷暴云准静电场对夜间电离层 D 区的影响[J]. 地球物理学报,2003,46(2):162-166.
- [9] 吴明亮,徐寄遥. 时变的准三维“红闪”电场模式研究[J].

基于Boltzmann方程的TLEs电子分布特性研究

作者:

张华龙, 黄朝艳, 卜淑平, ZHANG Hua-long, HUANG Chao-yan, BU Shu-ping

作者单位:

南京航空航天大学 航天学院, 江苏 南京, 210016

刊名:

计算机技术与发展 

英文刊名:

Computer Technology and Development

年, 卷(期):

2015 (9)

引用本文格式: [张华龙](#), [黄朝艳](#), [卜淑平](#), [ZHANG Hua-long](#), [HUANG Chao-yan](#), [BU Shu-ping](#) [基于Boltzmann方程的TLEs电子分布特性研究](#)[期刊论文]-[计算机技术与发展](#) 2015 (9)