

极光沉降粒子在极区大气中传输的数值研究

蔡红涛^{①②}, 马淑英^{①②*}, 濮祖荫^③

① 武汉大学电子信息学院, 武汉 430079;

② 地球空间环境与大地测量教育部重点实验室, 武汉 430079;

③ 北京大学地球与空间科学学院, 北京 100871

* 联系人, E-mail: syma@whu.edu.cn

收稿日期: 2007-08-09; 接受日期: 2008-03-31

国家自然科学基金(批准号: 40404015)、国家自然科学基金重点项目(批准号: 40390150)、国家科技支撑计划重点项目(批准号: 2006BAB18B06)和地球空间环境与大地测量教育部重点实验室开放基金项目资助

摘要 从 Boltzmann 方程出发, 根据带电粒子在中性大气中的传输理论, 综合考虑弹性散射、激发、离化以及二次电子生成等重要物理过程, 用数值方法求解沉降电子传输方程, 获得随高度、能量和投掷角变化的微分沉降电子数通量. 在单成分(N_2)大气近似条件下, 模式计算结果较好地描述了沉降电子通量谱在极区高层大气中的传输规律和特性; 由沉降电子微分通量计算得到的中性成分电离率主要特征与已有经验模式较好地吻合. 将 FAST 卫星飞越 EISCAT 雷达上空时观测到的沉降电子能谱作为模式输入, 计算获得了与由雷达观测数据反演得到的中性大气电离率相一致的结果.

关键词

极光
粒子沉降
极区高层大气
电子传输方程
数值模拟

1 引言

极光是一个古老而迷人的话题. 地面与卫星观测表明, 极光活动与来自太阳风和磁层的能量粒子紧密联系, 这些带电的能量粒子沿磁力线沉降进入极区上空高层大气, 与大气中的中性原子/分子发生碰撞相互作用, 损失能量, 引起中性成分的电离和激发; 剧烈的原子/分子激发发射可在两极地区形成可见的极光, 同时在 X 射线谱段以及紫外(包括极紫外和远紫外)的宽阔电磁谱段都有不同程度的辐射, 称为紫外极光和 X 射线极光等. 磁暴和亚暴期间, 极光活动会极大增强. 与极光活动紧密联系的能量粒子沉降在极区磁层-电离层-热层耦合相互作用中扮演着十分重要的角色, 是磁层向电离层以及高层大气输送能量, 损失等离子体的重要过程; 极光现象为人们研究这一耦合过程提供了很好的途径. 国际上已有多个空间科学探测卫星, 如 VIKING^[1], POLAR^[2] 和 IMAGE^[3], 进行了紫外(包括极紫外 EUV, 和远紫外 FUV)极光全

球成像观测, 我国科学家提出的“夸父”科学卫星探测计划把 24 h 连续不间断的多波段极光全球成像作为重点观测项目之一. 如何分析和解释所观测到的极光图像, 如何由之反演沉降粒子的能谱特征或者高层大气成分结构, 是一个重要的问题. 为此, 需要首先深入认识沉降粒子与高层大气相互作用的过程.

有关这一问题, 如沉降粒子的能量是如何在高层大气中耗散、沉积的, 大气中性原子和分子是如何被入射的能量粒子电离和激发的等, 已有学者做了大量的研究工作. 1963 年, Rees^[4]利用实验室测量结果, 结合适当的大气模型, 解析地描述了入射电子引起的中性大气的电离和激发; 之后经过近 20 年, Rees^[5]给出了沉降质子与中性大气的相互作用过程的解析模式. 由于直观明了, 使用方便, 这两个模式至今仍被广泛采用. 20 世纪 70 年代, 以 Banks 和 Strickland 等人^[6~13]为代表的美国若干研究小组系统地开展了这一过程的数值模拟研究, 综合考虑各种重要碰撞物理过程, 通过自恰求解 Boltzmann 方程, 或从 Boltzmann 方程出发得到的传输方程, 通过离散粒子能量、投掷角和空间位置等参量, 对沉降粒子的碰撞再分布函数(redistribution function)进行积分, 数值获得沉降粒子的微分通量, 然后积分获得相应的电离率和辐射率等参量. Berger 等人^[14], Porter 和 Green^[15], Kozelov^[16]和 Solomon^[17]等人利用 Monte Carlo 法进行了数值研究, 并将模拟结果与实验室实测数据做比较.

Rees 等人^[18]利用 DE-1 卫星 SAI (spin scan auroral imager) 观测到的极光图像, 反演获得了沉降粒子的能通量和特征能量等参数. Germany 等人^[19~21]在其他学者(文献^[22]及其中所列文献)数值模拟的基础上, 研究并实现了利用 Polar 卫星全球极光 UVI 观测图像获取极光沉降粒子能量特征参量的方法. Meurant 等人^[23]利用 IMAGE 卫星极光 FUV 全球观测图像获取了极光沉降粒子的能量特征参量, 并利用其结果对亚暴期间沉降电子的动力学变化过程进行了研究. 由于各种碰撞过程、光化学与激发发射及淬灭过程, 以及电子传输方程求解的复杂性, 相关研究成果主要来自国外为数不多的研究机构.

在国内, 对这一问题的研究报道还很少见. 20 世纪 90 年代末, 宗秋刚等人^[24]首次在我国开展了极光粒子谱在极区大气中演化的分析研究; 作者对南极区域观测到的丰富的极光类型与能谱特征进行了描述, 然后从 Fokker-Planck 方程出发, 在某些适当简化条件下, 导出了极光粒子在磁化大气中传播的解析表达式, 对各种极光粒子谱在极区中的演化规律进行了分析, 较好地解释了在南极地区探测到的不同高度上极光电子谱的变化. Fokker-Planck 方程可以从传输方程进行简化处理(泰勒展开取较低阶项)而得到^[9], 可以说传输方程包含了入射极光粒子与高层大气相互作用过程的更为完全的信息, 直接数值求解从 Boltzmann 方程出发导出的电子传输方程, 有可能将沉降粒子能谱在大气中演化规律的研究在我国向前推进一步.

本文从 Boltzmann 方程出发, 根据带电粒子在中性大气中的传输理论, 综合考虑弹性散射、激发、离化以及生成二次电子等重要物理过程, 在简化大气条件下(单成分 N_2), 求解沉降电子传输方程, 获得沉降粒子(本文主要考虑沉降电子)微分数通量随高度、能量和投掷角的变化. 求解结果有助于理解和解释卫星与地面观测到的极光粒子能谱的演化规律. 另一方面, 以沉降粒子微分数通量谱为基础, 可以估计入射粒子与大气中性成分碰撞相互作用后的能量损失, 以及由此引起的大气各成分的电离率、不同原子(分子)各频段的辐射率、辐射强度等. 本

文后续工作, 将进一步考虑更为接近实际的大气条件和更为细致的碰撞相互作用过程, 结果有望应用于空/地基极光成像观测研究以及卫星遥感数据处理等相关领域.

2 数学模型

2.1 电子传输方程

极光沉降粒子在大气内的分布可以由 Boltzmann 方程描述

$$\frac{\partial f}{\partial t}(\vec{r}, \vec{v}, t) + \vec{v} \cdot \nabla_r f + \vec{a} \cdot \nabla_v f = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_C, \quad (1)$$

其中, f (量纲为 $\text{cm}^{-3} \cdot (\text{m/s})^{-3}$) 是粒子分布函数, 表示 t 时刻、位置空间单位体积元、速度空间单位“体积”元内的粒子数, $\vec{r}$, $\vec{v}$ 和 t 分别表示位置、速度和时间, $\vec{a}$ 为加速度. 在方程(1)的左边, 第一项为分布函数随时间的变化率, 第二项表示沿分布函数空间梯度方向的速度对分布函数随时间变化率的贡献, 第三项表示存在外力场时, 沿分布函数在速度空间内梯度方向的加速度的贡献, 后两项引起分布函数的变化是连续的, 称为漂移变化; 方程(1)的右边是碰撞项, 表示由于碰撞引起的分布函数的变化, 称为碰撞变化. 在平衡状态下, 有 $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$. 若不考虑外力场的作用, 则 $\vec{a} \cdot \nabla_v f = 0$. 将极区大气近似看成水平分层, 则方程(1)的第二项可以简化为一维情况, 即 $\vec{v} \cdot \nabla_r f = \mu v \frac{\partial f}{\partial z}$. 其中, μ 是入射粒子运动方向与 z 轴(沿当地磁场方向)夹角的余弦, $\mu > 0$ 表示向下运动, 相反地, 若 $\mu < 0$, 则表示粒子向上运动. 忽略 3 个和 3 个以上粒子同时碰撞的情况, 只考虑沉降电子与大气中性成分间的二体碰撞, 并采用弹性刚球模型近似. 在上述各假设下, 方程(1)式可以简化为如下的电子传输方程^[9]

$$\mu \frac{d\phi}{d\tau}(\tau, E, \mu) = -\phi(\tau, E, \mu) + \int R(\mu, \mu', E, E') \phi(\tau, E', \mu') dE d\mu', \quad (2)$$

其中, $\phi(\tau, E, \mu) = v f_E(\tau, E, \mu)$ 是极光沉降粒子数通量(单位: $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{eV}^{-1} \text{sr}^{-1}$), (2)式中用电子散射深度 τ 代替了高度 z , 二者有如下关系

$$d\tau(E) = n(z) \sigma(E) dz, \quad (3)$$

其中, $n(z)$ 是单成分中性大气的数密度, $\sigma(E)$ 是总的散射截面(包含所有散射过程). 再分布函数(redistribution function) $R(\mu, \mu', E, E')$, 描述能量为 E' 、投掷角余弦为 μ' 的极光电子, 在与中性大气成分碰撞相互作用后, 能量变为 E 、投掷角余弦变为 μ 的概率, 它与各碰撞过程的散射截面有如下关系

$$R(\mu, \mu', E, E') = \frac{1}{\sigma(E)} (\sigma_e + \sigma_d + \sigma_I + \sigma_s), \quad (4)$$

其中, σ 表示散射截面, 下标 e, d, I 和 s 分别表示沉降电子与中性成分相互碰撞中的弹性散射、激发、离化和产生二次电子等重要物理过程. 它们可以分别采取适当的数值模型来描述.

若考虑大气中多种中性成分的贡献, (2)式应修改为

$$\mu \frac{d\phi}{d\tau}(\tau, E, \mu) = -\phi(\tau, E, \mu) + \sum_l r_l(E, \tau) \int R(\mu, \mu', E, E') \phi(\tau, E', \mu') dE d\mu', \quad (5)$$

其中, l 表示大气中不同中性成分, $r_l = \frac{n_l(z)\sigma^l(E)}{\sum_i n_i(z)\sigma^i(E)}$, 相应参量做如下改变

$$d\tau(E) = \sum_l n_l(z)\sigma^l(E) dz. \quad (6)$$

上述的一维极光电子传输方程便于研究极区沿磁力线进入高层大气的沉降粒子与大气中性成分的碰撞相互作用过程^[9], 例如稳定的极光弧现象等.

2.2 数值求解

方程(2)和(5)是比较复杂的积分-微分方程, 它们右手边与Fredholm积分方程很相似, 可以采取近似的方法求解该方程^[9,12,25,26]. Strickland等人^[9]对此类方程的数值解法做了详细的研究和阐述, 完整地给出了求解方程(2)和(5)的特征值方法. 本文沿用该文所述的方法求解方程, 由于特征值求解方法求解过程直观, 而且已有文献对此进行了详细的介绍, 因此作者在此不再赘述.

在数值求解方程前, 需要对各个自变量在相应的取值范围内建立适当的网格. Rees^[4,5]指出, 入射粒子引起大气成分电离率随高度的分布与其能量之间存在紧密联系, 因此实际求解方程(2)和(5)的过程中, 需要根据已有理论, 合理选取方程求解区域的上下边界, 仔细确定相应网格点, 以获得理想结果. 本文在 600~70 km 的高度范围内, 根据沉降粒子能谱及其特征能量确定相应的上下边界, 求解方程(2).

Swartz^[27]对处理电子传输问题时入射电子能量网格的合理选取进行了研究, 本文参照该文的思想, 在感兴趣的能量范围内(40 eV~10 keV)选取合适的能量网格. 投掷角余弦 μ 的网格选取相对简单, 从 1~-1 范围内等间隔的取 20 个网格, 即上、下两个半球内各取 10 个网格点. 实际计算结果表明, 这样选取的网格点能在较短时间内获得较理想的结果.

在本文计算涉及的高度范围内, 中性大气主要由O, N₂和O₂组成, 三者的电离阈值和电离散射截面都比较接近^[8]. 虽然在 150 km 高度以上, O 的数密度高于N₂的数密度, 但在对大气总电离率的贡献方面, N₂却具有更高的(约是O的2倍)权重^[28]. 另一方面, N₂的Lyman-Birge-Hopfield (LBH)谱段发射是卫星(如IMAGE和POLAR等)全球极光成像的重要观测对象. 考虑到这些因素, 并鉴于数值求解的复杂性, 在目前第一步的工作中, 先只考虑重要成分N₂的贡献. 这样的简化大气模式可能会对低能量(<1 keV)沉降电子的计算结果产生影响.

在数值计算中, 中性大气密度由MSIS90 模式给出. 在计算过程中, 本文主要考虑了N₂的以下散射过程或激发谱系: 1) 弹性散射; 2) 电离散射; 3) N₂ VK(Vegard Kaplan); 4) N₂ LBH; 5) N₂ 1PG; 6) N₂ 2PG; 7) Ryberg等, 他们主要的激发源为能量电子. 图 1 给出本文计算所采用的几种主要散射截面^[8,9].

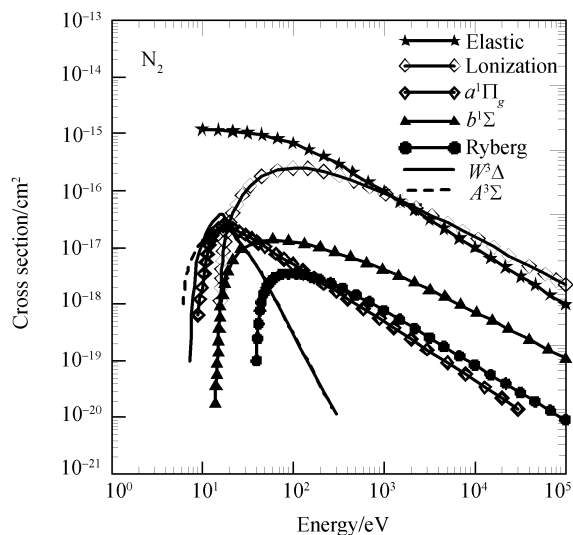


图 1 本文计算所采用的部分散射截面

3 数值结果

一般地, 微分-积分方程的边界条件对方程的结果有显著影响. 利用特征值方法求解方程时, 在上边界上只需设置向下运动的极光粒子通量; 在下边界上只需设置向上运动极光粒子通量. 本文在计算时, 在上边界, 假设入射电子在 $\mu > 0$ 时各向同性; 在下边界, $\mu < 0$ 方向上的通量为零. 只要下边界选取的足够低, 这样设置下边界条件是合理的.

在上边界上, 假设进入极区大气的沉降电子能谱服从 Gauss 分布, 通过求解电子传输方程, 来考察入射电子与中性大气成分发生碰撞相互作用. 在极区, 卫星观测到的沉降电子能谱通常具有低能尾, 因此, 本文在入射电子的低能部分叠加了幂律分布, 即

$$\phi(\tau=0, E, \mu) = \frac{Q_0}{\pi^{0.5} w E_0^2} \exp \left[- \left(\frac{E - E_0}{w E_0} \right)^2 \right] + a \frac{Q_0}{\pi^{0.5} w E_0^2} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\alpha} \quad (\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ eV}^{-1} \text{ sr}^{-1}).$$

其中, Q_0 是归一化系数, E_0 是沉降电子的特征能量, w 是能谱参数. 实际计算时, 将入射能谱的峰值归一化为单位 1. 图 2 给出了几个不同特征能量下的入射电子能谱 ($w=0.5$). 如无特别说明, 下文所示结果都是在入射电子能谱的特征能量 $E_0=3 \text{ keV}$, $w=0.5$ 的条件下计算获得的.

3.1 微分通量角谱分布

图 3 给出对于不同的入射沉降电子特征能量, 在不同高度上(从上往下, 依次为 254, 130, 110 和 107 km), 沉降电子微分数通量随投掷角的分布.

容易看出, 对某一给定能量的沉降电子而言, 在较低高度上, 微分数通量随投掷角的分布比较均匀, 即接近各向同性; 在较高高度上, 微分数通量明显依赖于投掷角. 当高度降低时, 大气中性成分密度增大, 沉降电子与中性成分的相互碰撞变得更加频繁. 非弹性碰撞使入射

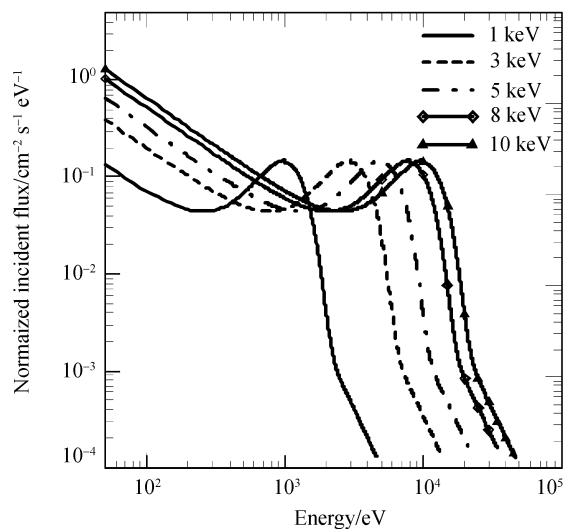


图 2 不同特征能量时的入射电子能谱

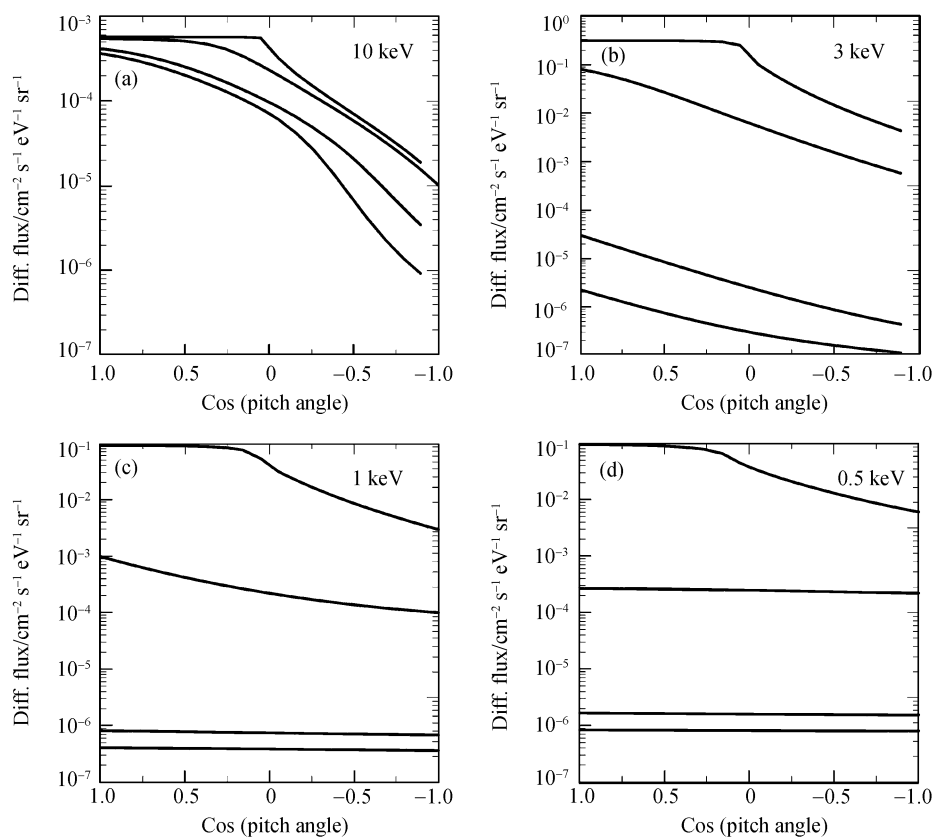


图 3 不同能量的入射电子在不同高度上微分数通量随投掷角的分布

从上往下高度依次为(a) 高度依次为 254 km; (b) 高度为 130 km; (c) 高度为 110 km; (d) 高度为 107 km

电子损失能量, 可能引发中性成分电离、激发, 还有可能产生二次电子. 随着入射深度的增加, 入射电子的能量逐步降低, 二次电子生成以及大角度散射过程变得相对重要, 导致微分数通量对投掷角的依赖减弱.

不同能量的沉降电子微分通量随投掷角分布随高度变化的差异是明显的. 对比各能量的变化情况, 不难看出, 能量高的入射电子, 其微分通量随投掷角的各向异性在较低的高度上仍能有所体现, 而能量低的入射电子, 其微分通量在较高高度上已经接近各向同性.

3.2 向上、向下的净电子通量谱

沉降电子进入大气后, 与大气成分发生碰撞相互作用. 一方面, 部分入射电子因碰撞而改变运动方向, 可能形成向上运动的电子; 另一方面, 中性成分可能因碰撞而被电离、激发、甚至产生二次电子, 这些“新”电子的运动方向是不确定的, 其中也有可能存在向上运动的电子. 对上述求解方程(2)获得的极光沉降电子数通量沿相应投掷角积分, 可以计算出向上、向下的净电子通量.

向下的电子通量

$$\phi_{\text{down}}(\tau, E) = 2\pi \int_0^1 \mu \phi(\tau, E, \mu) d\mu,$$

向上的电子通量

$$\phi_{\text{up}}(\tau, E) = 2\pi \int_{-1}^0 \mu \phi(\tau, E, \mu) d\mu.$$

图 4 给出了在几个不同高度上, 向上、向下的电子通量. 不难看出, 极光沉降电子沿磁力线进入高层大气后, 在各高度上都引发了大小各异的、向上的电子通量. 注意到, 在 284 km 高度上, 向上的电子通量比向下的通量约小 1 个数量级, 且二者之间的差异随能量而变化. 随着高度的降低, 二者间的差异逐步缩小, 尤其是在低能部分, 几乎相等. 在 3.1 节谈到, 随着穿透

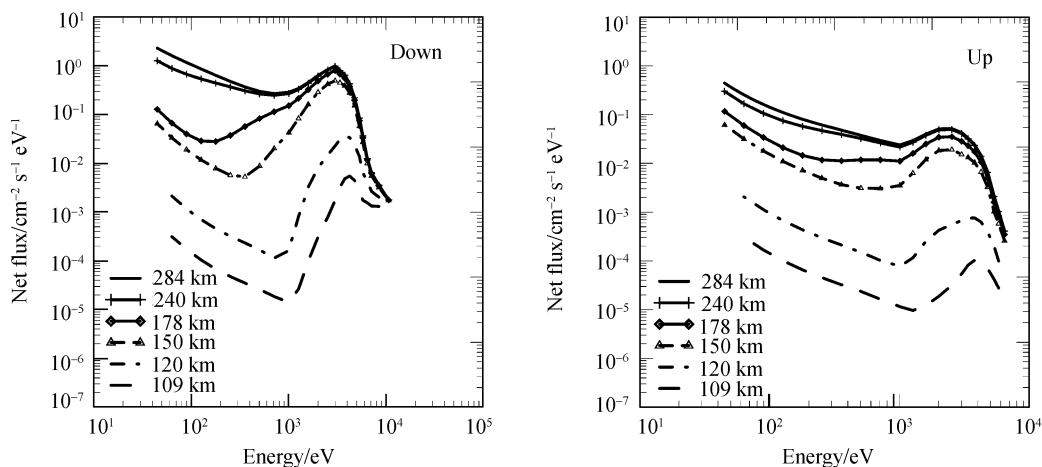


图 4 不同高度上向上、向下的电子通量

深度的增加, 入射电子微分通量对投掷角的依赖逐步减弱, 最终成为各向同性. 入射电子通量为各向同性时对应的高度与其能量紧密联系着. 通常, 能量较低的入射电子微分通量开始各向同性的高度较高, 此时, 向上的电子通量与向下的电子通量相等.

考察向下的电子通量在各高度上的变化情况. 容易看出, 整体上, 电子通量随着穿透深度的增加而减小. 仔细分析发现, 各能量上净通量随高度的变化率并不一致. 就下行通量而言(图 4 左列), 在 284~178 km 高度范围内, 低能(<1 keV)的通量减小比较快, 但不是能量越低, 其通量就减小得越快; 能量高于 3 keV 的通量几乎没有变化. 在 150 km 高度及以下, 各能量上的通量都明显地减小, 尤其是在 1 keV 能量附近, 通量减小的速度最快, 在通量-能量谱图上表现出明显的通量极小值. 向上的电子通量也表现出类似规律. 这可能与以下 2 个过程相联系. 在高端(>500 eV), 入射电子的能量损失通常被认为是连续的; 而在低能端, 入射电子经非弹性散射损失的能量几乎可以与其自身能量相比拟, 因此其能量损失被认为是离散的^[4], 具有某能量的入射电子经非弹性碰撞后, 落入能量更低的网格中, 补充了低能部分的电子通量损失. 另一方面, 新产生的、方向不确定的二次电子通常具有较低的能量(约 < 100 eV). 由于这两个过程的贡献, 低能电子的通量损失能够得到一定的补充. 一般而言, 能量越低的通量, 获得补充的机会相对较大, 因此在通量-能量谱图上某个能量上形成谷.

这与能量较低的入射电子在进入高层大气后, 比能量较高的入射电子更容易(经过较短的穿透深度)变得各向同性是一致的.

3.3 电离率、激发生成率

高能沉降电子与大气中性成分发生碰撞相互作用, 引发中性原子/分子的电离和激发. 结合相应散射截面, 由上述求解方程获得的电子微分数通量, 可以估算出相应的电离率和激发率.

图 5(a)给出了由上述结果计算得到的入射极光电子各高度上引起中性 N₂ 的电离率. 利用电离散射截面, 由电子微分通量在各高度上对能量和投掷角求积分得到. 作者尝试将其主要特征参量与相关经验模式预测结果进行比较. 需要注意的是, 由于计算时入射电子通量谱已作归一化处理, 因此比较电离率的绝对值大小是没有意义的.

Osepian 等人^[29]指出, 单能量入射电子引起的电离率峰值对应高度与其能量的关系可以通过下面经验公式较好的描述

$$E(h) = 1.3 \times (\tau(h) / 4.57 \times 10^6)^{0.57} \text{ (keV)}, \quad (7)$$

其中, $\tau(h)$ 是高度 h 处的大气深度. 图 5(a)中的电离率峰值对应的高度约为 128 km, 转换为大气深度后根据(7)式计算 $E(128) = 2.7 \text{ keV}$. 本文计算时所设定入射电子谱的特征能量 $E_0 = 3 \text{ keV}$, 其平均能量 $E_{\text{mean}} = 2.74 \text{ keV}$, 与(7)式预测结果很好的吻合.

单能量的电子在大气中的最大穿透深度与其能量的关系可经验地用下式描述^[4]

$$R(E) = 4.57 \times 10^{-6} E^{1.75} \text{ (} 0.4 \leq E \leq 300 \text{ keV)}, \quad (8)$$

其中, R 为大气深度, 单位为 g/cm^{-2} , E 为入射电子的初始能量, 单位为 keV. 利用本文计算所采用的入射电子平均能量 $E_{\text{mean}} = 2.74 \text{ keV}$, 按(8)式计算结果为 $R(2.74) = 2.67 \times 10^{-5} \text{ g/cm}^{-2}$, 对应高

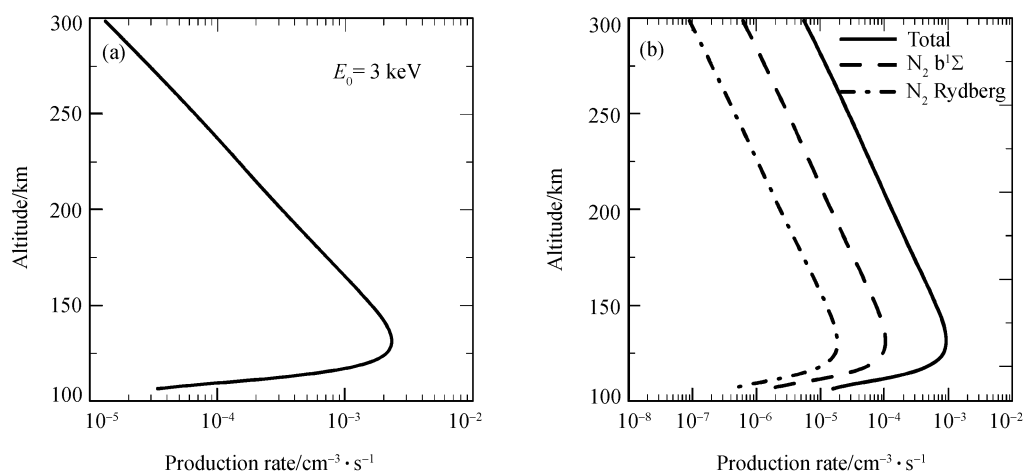


图 5 入射电子引起 N_2 的电离生成率(a)和部分激发生成率(b)

度约为 120 km. 如图 5(a)所示, 最小电离率对应的高度约为 106 km, 与(8)式结果的相对误差为 13%, 这个高度略低于(8)式预测结果, 这可能是由二者计算大气深度时采用的不同大气模式造成的. (8)式的预测结果及其对应高度是在实际大气条件下计算出来的, 这区别于本文单一成分(N_2)大气模式. 在单一成分(N_2)的大气中, 入射电子与中性粒子碰撞的频率会略低于其在实际大气中的碰撞频率, 因此, 相同能量的入射电子在单一成分(N_2)大气中能够穿行更远的距离, 即其最大穿透深度会略大于(8)式结果. 考虑到上述因素, 本文计算结果与(8)式是预测结果基本吻合的.

作为示例, 图 5(b)给出了入射电子引起 N_2 的两个激发过程的激发生成率以及总的激发率. 与电离率相似, 利用相应的激发散射截面, 由电子微分通量在各高度上沿能量和投掷角积分获得. 若将激发生成率沿高度积分, 还可以估算出对应激发频段上的光学辐射强度. 这样, 便有可能建立沉降粒子能量特征参数(如特征能量和能通量等)与极光光学辐射强度间潜在的定量关系等. 需要指出的是, 中性大气中的其他主要成分(O和 O_2)在与入射粒子碰撞相互作用中起着重要作用, 尤其是在激发过程中, 忽略它们的贡献这可能会对某些频段上的激发生成率的结果产生影响.

4 与观测结果的比较

在这一节我们设计一个比较实验, 利用电子密度的非相干散射雷达遥测数据与极光电子能谱的卫星当地测量数据, 对本文模式进行初步检验. 将卫星实测的沉降电子微分能通量谱输入到模式, 可计算出能量电子在各高度上引发的电离率; 另一方面, 利用非相干散射雷达测量到的电离层E区电子密度高度剖面, 在忽略等离子体漂移运动影响等合理近似假设下, 可反演计算出由粒子沉降引起的电离率随高度的变化^[30~32]. 当卫星和雷达共体(co-volume)观测时, 可以将二者结果进行比较, 以对本文模式进行检验.

1997 年 5 月 15 日, FAST卫星从北半球极区上空飞过, 在 0944 UT左右, 其所在磁力线出

地点的地理坐标为($\sim 69.59^\circ\text{N}$, $\sim 14.5^\circ\text{E}$), 高度约 485 km, 位于 EISCAT Tromø 雷达(69.6°N , 19.2°E)上方附近区域. 蔡红涛等人^[32]利用 EISCAT 雷达观测数据重建获得了与 FAST 卫星观测结果大体相一致的极光电子能谱. 在本文研究中, 我们将此时刻 FAST 卫星在大约 500 km 高度观测到的沉降电子微分能通量谱作为模式的输入, 计算了沉降电子所引起的 N_2 的电离率. 图 6 给出了模式在电离层 E 区和较低 F 区(90~180 km)高度上 N_2 电离率的计算结果. 作为比较, 图中还给出了由同时刻 EISCAT 雷达电子密度测量推算出的电离率高度剖面, 在计算过程中, 利用 EUV-91 模式^[33]计算结果, 消除了太阳 EUV 辐射产对电离率的贡献. 需要指出的是, 雷达数据推算结果是在真实大气条件下的电离率.

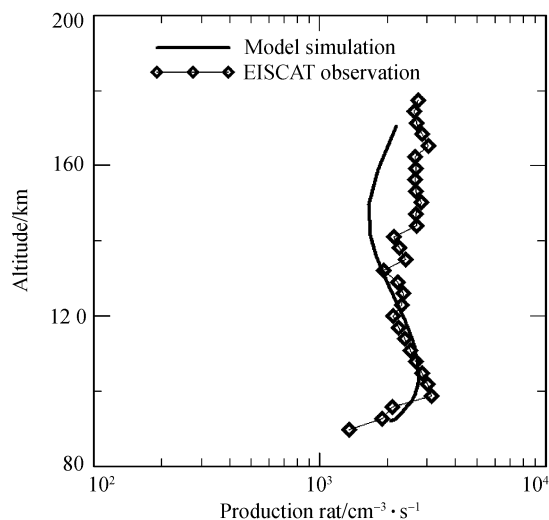


图 6 模式计算的电离率与由 EISCAT 雷达电子密度推算的电离率的比较

从图 6 我们可以看出, 在 ~ 130 km 高度以下, 二者结果在数值水平和变化趋势上都表现出较好的一致; 随着高度的增高, 模式计算结果略低于雷达估算的电离率, 最大百分偏离为 -41% . 在大约 130 km 高度以上, 电离率主要由能量较低(< 2 keV)的沉降电子引起^[4], 同时大气成分逐渐由以 N_2 为主转变为以 O 为主, 而目前我们的模式忽略了其它中性成分(O 和 O_2)的电离贡献, 所以会导致模式计算的电离率比实际的稍低, 这从另一方面验证了本文模式的可信程度以及需改进之处. 考虑更为接近真实大气情况, 把 O 和 O_2 等热层大气成分及有关过程包括进来进行数值模拟, 是我们下一步的工作.

5 总结

沉降粒子与高层大气间的相互作用过程在磁层-电离层-热层间的耦合作用中占据着重要地位. 本文根据带电粒子(主要是电子)在中性大气中的传输理论, 综合考虑入射电子与大气中性成分间重要的碰撞过程, 在单成分大气模式条件下, 利用求解沉降电子传输方程的途径建立了一个数值模式. 模式结果较好地描述了入射粒子能谱在极区高层大气中的传输规律. 利

用求解结果计算获得的中性成分电离率主要特征与已有经验模式预测结果较好地吻合. 将卫星实际观测的沉降电子能谱数据作为模式输入, 计算获得了与由非相干散射雷达观测数据推测结果相一致的电离率.

本文研究工作有助于深入理解沉降粒子与高层大气相互作用过程, 以及在高纬地区能量粒子和极光观测数据的理解和解释; 进一步考虑真实大气条件和更为细致的碰撞过程, 其结果还可应用于空基、地基极光成像观测和研究, 以及电离层与热层卫星遥感数据处理等相关领域. 例如, 根据数值研究得到的沉降粒子特征参数(特征能量和能通量等)与极光光学辐射强度等参量之间存在的定量关系, 利用卫星EUV/FUV光子计数图像数据, 反演沉降粒子特征参数, 以及估算全球尺度的磁层沉降粒子能量沉积等. 需要指出的是, 作为第一步, 本文工作只考虑了单一成分(N_2)大气条件, 研究结果离实际科学应用尚有一定的距离. 极光电子与真实大气(主要成分 N_2 , O_2 和 O)的相互作用过程, 以及质子沉降过程等有待下一步深入研究.

另外本文的数值模拟计算结果在一定程度上依赖于各碰撞过程散射截面的选取, 它们由在实验室中进行的模拟实验确定. 我们将随时注意追踪和获取最新的相关实验数据和成果以不断改进模拟计算结果.

致谢 感谢中国科学院徐文耀研究员和刘振兴院士对本文工作的支持和有益讨论

参考文献

- 1 Anger C D, Babey S K, Cogger L L, et al. An ultraviolet auroral imager for the Viking spacecraft. *Geophys Res Lett*, 1987, 14(4): 387—390[DOI]
- 2 Torr M R, Torr D G, Zukic M, et al. A far ultraviolet imager for the international Solar-Terrestrial physics mission. *Space Sci Rev*, 1995, 71(1-4): 329—383[DOI]
- 3 Mende S, Heeterdks B H, Frey H U, et al. Far ultraviolet imaging from the IMAGE spacecraft. 1. System design. *Space Sci Rev*, 2000, 91(1): 243—270[DOI]
- 4 Rees M H. Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons. *Planet Space Sci*, 1963, 11(10): 1209—1218
- 5 Rees M H. On the interaction of auroral protons with the earth's atmosphere. *Planet Space Sci*, 1982, 30(5): 463—472[DOI]
- 6 Nagy A F, Banks P M. Photoelectron fluxes in ionosphere. *J Geophys Res*, 1970, 75(31): 6260—6270[DOI]
- 7 Banks P M, Nagy A F. Concerning influence of elastic scattering upon photoelectron transport and escape. *J Geophys Res*, 1970, 75(10): 1902—1910[DOI]
- 8 Banks P M, Chappell C R, Nagy A F. New model for interaction of auroral electrons with atmosphere: Spectral degradation, backscatter, optical emission, and ionization. *J Geophys Res*, 1974, 79(10): 1459—1470[DOI]
- 9 Strickland D J, Book D L, Coffey T P, et al. Transport-equation techniques for deposition of auroral electrons. *J Geophys Res*, 1976, 81(16): 2755—2764[DOI]
- 10 Basu B, Jasperse J R, Strickland D J, et al. Transport-theoretic model for the electron-proton-hydrogen atom aurora .1. Theory. *J Geophys Res*, 1993, 98(A12): 21517—21532[DOI]
- 11 Strickland D J, Daniell R E, Jasperse J R, et al. Transport-theoretic model for the electron-proton-hydrogen atom aurora .2. Model results. *J Geophys Res*, 1993, 98(A12): 21533—21548[DOI]
- 12 Porter H S, Varosi F, Mayr H G. Iterative solution of the multistream electron-transport equation .1. Comparison

- with laboratory beam injection experiments. *J Geophys Res*, 1987, 92(6): 5933—5959[DOI]
- 13 Lummerzheim D, Liliensten J. Electron-transport and energy degradation in the ionosphere: Evaluation of the numerical-solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations. *Ann Geophys*, 1994, 12(10): 1039—1051
 - 14 Berger M J, Seltzer S M, Maeda K. Energy deposition by auroral electrons in atmosphere. *J Atmos Terr Phys*, 1970, 32: 1015—1045
 - 15 Porter H S, Green A E S. Comparison of Monte Carlo and continuous slowing-down approximation treatments of 1-keV proton energy deposition in N_2 . *J Appl Phys*, 1975, 46(11): 5030—5038
 - 16 Kozelov B V. Influence of the dipolar magnetic field on transport of proton-H atom fluxes in the atmosphere. *Ann Geophys*, 1993, 11(8): 697—704
 - 17 Solomon S C. Auroral particle transport using Monte Carlo and hybrid methods. *J Geophys Res*, 2001, 106(A1): 107—116[DOI]
 - 18 Rees M H, Lummerzheim D, Roble R G, et al. Auroral energy deposition rate, characteristic electron-energy, and ionospheric parameters derived from Dynamics Explorer 1 images. *J Geophys Res*, 1988, 93(A11): 12841—12860[DOI]
 - 19 Germany G A, Torr M R, Richards P G. Use of FUV auroral emissions as diagnostic indicator. *J Geophys Res*, 1994, 99(A1): 383—388[DOI]
 - 20 Germany G A, Parks G K, Brittnacher M, et al. Remote determination of auroral energy characteristics during substorm activity. *Geophys Res Lett*, 1997, 24(8): 995—998[DOI]
 - 21 Germany G A, Torr D G, Richards P G, et al. Determination of ionospheric conductivities from FUV auroral emission. *J Geophys Res*, 1994, 99(A12): 23297—23305[DOI]
 - 22 Richards P G, Torr D G. Auroral modeling of the 3371 Å emission rate: Dependence on characteristic electron energy. *J Geophys Res*, 1990, 95: 10337—10344[DOI]
 - 23 Meurant M, Gerard J C, Hubert B, et al. Characterization and dynamics of the auroral electron precipitation during substorms deduced from IMAGE-FUV. *J Geophys Res*, 2003, 108(A6): 1247[DOI]
 - 24 宗秋刚, 付绥燕, 濮祖荫. 极光粒子沉降研究: 谱形式及其在极区大气中的传输. *极地研究*, 1999, 11(3): 203—220
 - 25 Chandrasekhar S. *Radiative Transfer*. New York: Dover, 1951
 - 26 Hildebrand F B. *Methods of Applied Mathematics*. Chapter 4. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1958
 - 27 Swartz W E. Optimization of energetic electron-energy degradation calculations. *J Geophys Res*, 1985, 90(A7): 6587—6593[DOI]
 - 28 Rees M H. *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere*. Cambridge: Cambridge University Press, 1989
 - 29 Osepian A, Kirkwood S. High-energy electron flux derived from EISCAT electron density profiles. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 1996, 58(1-4): 479—487[DOI]
 - 30 Brekke A, Hall C. Auroral ionospheric conductances during disturbed conditions. *Ann Geophys*, 1989, 7(3): 269—280
 - 31 Kirwood S, Osepian A. Quantitative studies of energy particle precipitation using incoherent scatter radar. *J Geomagn Geoelectr*, 1995, 47: 783—799
 - 32 蔡红涛, 马淑英. 由非相干散射雷达数据重建极光沉降粒子能谱. *地球物理学报*, 2007, 50(1): 10—17
 - 33 Richards P G, Torr D G. An investigation of the consistency of the ionospheric measurements of the photoelectron flux and solar EUV flux. *J Geophys Res*, 1984, 84(7): 5626—5635