大气重力波影响中高层sprite halos始发位置和光辐射形态的模拟研究

张金波, 张其林^{*}, 郭秀峰, 侯文豪, 郜海阳

南京信息工程大学气象灾害教育部重点实验室, 气候与环境变化国际合作联合实验室, 气象灾害预报预警与评估协同创新中心, 中国气象局气溶胶与云降水重点实验室, 南京 210044

^{*} 通讯作者, E-mail: zhangqilin71@163.com

收稿日期: 2018-02-04; 收修改稿日期: 2018-11-11; 接受日期: 2018-11-30; 网络版发表日期: 2019-02-28

国家重点研发计划项目(编号: 2017YFC1501505)和国家自然科学基金项目(批准号: 41775006)资助

摘要 目前关于重力波和中高层大气放电现象之间的相关性问题的研究, 在同步观测和数值模拟研究方面都较少, 为了研究大气重力波对TLEs的调制效应, 建立了三维对流层-中高层大气准静电场耦合效应模式, 模拟分析了重力波导致的中高层大气密度(包括中性空气密度和电子密度)不均匀对中高层sprite halos(闪晕)始发位置和光辐射形态的影响. 结果表明, 重力波扰动导致低电离层大气密度分布不均匀, 在重力波波谷位置的空气更易被击穿, 使得sprite halos在重力波波谷位置更容易始发. 同时, 重力波扰动会导致sprite halos光辐射形态产生变形, 强发光区主要沿波谷位置分布, 波峰位置的光强相对较弱, 重力波扰动幅值越大, 对sprite halos光辐射形态的影响越大; 而对流层闪电强度越大, 光辐射空间分布受重力波的影响越小; 此外, 观测到的sprite halos光辐射的强度和形态特征还会受到观测方位的影响.

关键词 三维准静电场模型, sprite halos, 光辐射, 重力波

1 引言

自从1989年Franz等(1990)利用低光度摄像机首次捕捉到红闪(sprites)以来, 中高层大气瞬态发光现象(Transient Luminous Events, TLEs)引起了国内外学者广泛的研究兴趣, 并对此进行了大量的实验观测和理论研究(Sentman等, 1995; Pasko等, 1995, 1998; Pasko, 2003; 吴明亮和徐寄遥, 2005; 杨静等, 2008; Yang等, 2017; Lu等, 2016). TLEs是对流层闪电活动在雷暴云

顶以上至低电离层之间激发的瞬态发光现象的统称, 目前已经观测到TLEs的主要有红闪(sprites, 又称红色精灵)、光辐射和甚低频扰动(elves)、蓝色启辉器(blue starters)、蓝色喷流(blue jets)和巨大喷流(gigantic jets)等, 其中以sprites最为常见(Pasko, 2003). TLEs会干扰低电离层无线电信号传播过程(Rodger, 2003), 同时对全球电路、中层大气环境等方面也有潜在影响, 目前TLEs已成为了空间物理、中层大气和大气电学研究的重要前沿领域(Williams, 1998; 张义军等,

中文引用格式: 张金波, 张其林, 郭秀峰, 侯文豪, 郜海阳. 2019. 大气重力波影响中高层sprite halos始发位置和光辐射形态的模拟研究. 中国科学: 地球科学, 49: 1024–1036, doi: 10.1360/N072018-00048

英文引用格式: Zhang J, Zhang Q, Guo X, Hou W, Gao H. 2019. Simulated impacts of atmospheric gravity waves on the initiation and optical emissions of sprite halos in the mesosphere. Science China Earth Sciences, 62: 631–642, <https://doi.org/10.1007/s11430-018-9311-y>

2008; 郗秀书等, 2009; Qie等, 2015).

Sprites是发生在40~90km中间层和电离层底部的一类大尺度瞬态发光现象, 由对流层正地闪(负地闪极少)在中高层区域产生很强的准静电场(quasi-electrostatic field, QEF)激发, 持续时间从几毫秒到几百毫秒不等, 空间形态复杂多样(Sentman等, 1995; Pasko等, 1998; Ebert等, 2010). 在sprites较高处存在弥散状的辉光区, 被称为sprite halos(闪晕/精灵光环, 有时简称halos), sprite halos是呈“薄饼”状的瞬态发光现象, 平均持续时间约1ms, 始发高度在70~85km, 水平范围约40~70km, 并有向下发展的趋势(Barrington-Leigh等, 2001; Frey等, 2007). Sprites最明显的特征是包含大量垂直分布的丝状流光结构, 被称为sprite streamers. 观察发现, sprite streamers通常在sprite halos底部区域激发(Cummer等, 2006). Pasko(1996)提出了准静电场热击穿机制(QEF thermal breakdown mechanism)并建立了二维准静电场模型, 能很好地解释sprites形成机制和光辐射形态特征: 正地闪放电使雷暴云上部正电荷突然消失, 云中剩余负电荷和上部感应负电荷在中间层高度上产生了超过击穿阈值的电场, 导致空气击穿, 形成光辐射. 随后, Pasko在其一系列的文章中(Pasko等, 1997a, 1997b, 2000), 利用二维模型模拟分析了sprites的形态特征, 并详细讨论了对流层闪电类型和放电参数对中高层sprites的影响, 但仅靠对流层闪电放电的多样性不能完全解释sprites复杂多变的发光形态. 事实上, Pasko的二维模型更适合模拟sprite halos(Pasko等, 1998; Tong等, 2005), 对于更为复杂的sprite streamers的模拟则需要更为精细的等离子体流体模型(Liu和Pasko, 2004; Luque和Ebert, 2009; Qin等, 2011). 此外, 在二维模型中大气参数化方案通常只考虑大气背景参数随高度的非线性分布, 水平方向则是均匀的, 这就忽略了低电离层大气密度存在的不均匀和瞬时变化. 实际情况中, 重力波、化学反应和流星等都有可能改变中高层大气的局地电特征, 使得电击穿过程更容易发生, 从而影响TLEs的产生(Qin等, 2014).

强雷暴不仅是中高层TLEs的激发源, 也是产生重力波的重要来源(Pasko等, 1997b). 有研究表明, 雷暴上方的低电离层存在分布不均匀的现象, 这可能与雷暴产生的重力波有关(Lay, 2018). 由强对流雷暴激发的重力波(gravity waves, GWs)会传播到中高层, 并诱发中高层OH、OI和Na等气辉发光强度产生周期性变化,

使气辉层(80~100km)成为观测重力波最直接的场所(Yue等, 2009; Yue和Lyons, 2015; Xu等, 2015; Silagadze, 2018). 重力波与TLEs(如sprites halos、elves)同时存在于低电离层区域, 人们对于两者之间可能存在的相互作用提出了多种理论解释: Rowland等(1996)推测重力波对中性空气密度 N_d 的扰动会导致空间大气电离率不均匀分布, 这将影响中高层TLEs的空间结构. 另外, 重力波对低电离层区域的中性空气密度 N_d 产生扰动, 典型水平尺寸10~50km, 扰动幅度($\Delta N_d/N_d$)可达30%, 这也会对中高层TLEs的始发位置和空间形态产生影响(Dewan等, 1998; Swenson和Liu, 1998). 因为不同的中性空气密度 N_d 决定了不同的击穿阈值 E_k ($E_k = 3.2 \times 10^6 N_d/N_0$), N_d 越高, 击穿阈值越高, 反之越低(Sentman等, 2003; Sabbas等, 2009).

针对重力波和TLEs之间相关性问题的研究由来已久, 目前研究大气重力波对TLEs的影响主要以观测为主, 相关的数值模拟研究较少. 已有的对重力波和TLEs的同步观测资料还很缺乏, 统计特征尚不明确(Pasko等, 1997b; Sentman等, 2003; Luque和Ebert, 2010). Pasko等(1997b)分析认为对流层强对流雷暴激发的垂直重力波可能对中高层大气密度产生扰动, 并影响sprites的始发过程. Moudry等(2003)利用高速摄像机观测到sprite halos边缘区域光辐射存在不均匀甚至分裂的现象, sprite streamers可以在sprite halos边缘始发, 推测认为重力波或流星对背景大气产生的扰动使局部区域更容易产生电击穿. Siefring等(2010)观测发现, sprites发生时排列在80~90km处OH气辉重力波的低谷位置(对应空气密度的低谷); 随后, van der Velde等(2011)根据观测认为重力波或陨石等对低电离层背景大气的扰动可能会导致elves产生不对称分布. 最近, Yue和Lyons(2015)首次利用雷达、高速摄像和气辉成像仪等仪器, 同步观测到雷暴强对流激发的环形重力波传播至中高层区域, 并对elves产生调制效应, 形成了条纹状的elves. Marshall等(2015)首次通过三维电磁辐射(electromagnetic pulse, EMP)模型分析了重力波导致的大气密度扰动(包括中性空气密度和电子密度)会对elves现象产生调制效应, 模拟结果重现了Yue和Lyons(2015)观测到的条纹状elves, 且重力波的扰动越大, 条纹状的elves越明显. Marshall的EMP模型可以很好地模拟由于闪电回击电磁辐射(微秒量级)激发的elves, 但无法模拟由于准静电场(毫秒量级)产生的

sprite halos. Liu等(2015, 2016)在二维等离子体流体模型(plasma fluid model)中考虑了重力波破碎导致的局部大气电离率不均匀, 发现重力波会对诱发sprite halos发展成sprite streamers的过程产生影响. Liu等(2015, 2016)使用的二维模型由于高分辨率产生较大的计算量, 适合模拟局部范围的流光起始过程, 模拟的时间和空间尺度都较小, 另外, 二维模型只能模拟轴对称分布的重力波扰动(如同心环状的重力波或位于对称轴位置处的重力波破碎), 若要模拟重力波更复杂的空间分布(如典型的波纹形重力波)则需要建立三维模型.

目前对重力波与TLEs的同步观测仍存在技术难度大、捕捉概率低的难题, 现有的二维数值模型也存在局限性. 因此, 建立适用性更好的三维数值模型对进一步研究重力波和TLEs之间的相关性问题是十分必要的. 本文以sprite halos为研究对象, 利用Pasko(1996)提出的准静电场物理机制和二维模型为基础, 建立了三维直角坐标系下的对流层-中高层大气准静电耦合效应模式, 模拟分析了重力波导致的中高层大气密度不均匀对sprite halos始发位置和光辐射效应的影响.

2 三维对流层-中高层大气准静电耦合效应模式的建立

在Pasko(1996)的准静电场模型中, 假设水平方向的大气密度是均匀的, 由于模式具有轴对称性, 因此可以建立在二维柱坐标下. 如图1a所示, 模拟半径 $r=60\text{km}$, 高度 $z=90\text{km}$, 正负电荷中心区位于对称轴上($r=0$), 由于各边距源电荷区的距离足够远, 边界的影响可以忽略不计, 因此模型中各边界采用理想导体边界($\varphi=0$), 类似于“罐头”(tin-can)结构.

本文考虑重力波对中性大气密度和电子密度的扰动, 大气密度分布不再具有轴对称性, 故将模型建立在三维直角坐标系下. 如图1b所示, 模拟区域水平长度取 $x=y=120\text{km}$, 高度 $z=90\text{km}$, 正负电荷区中心高度记为 $z_{\pm}$, 其地面投影坐标为 $(x_{\text{mid}}, y_{\text{mid}})$, 模型采用第一类边界条件($\varphi=0$), 即理想导体边界. 模拟区域中的电势 φ 、电场 E 、空间电荷密度 ρ 满足以下方程组(Pasko, 1996):

$$\nabla^2 \varphi = -(\rho + \rho_s) / \varepsilon_0, \quad (1)$$

$$E = -\nabla \varphi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \sigma \cdot E + \rho_s \sigma / \varepsilon_0 = 0, \quad (3)$$

式中, ρ_s 是雷暴云电荷密度, σ 为空间电导率, ε_0 是介电常数. 本文求解三维直角坐标系下泊松方程(式(1))的差分表达式:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \\ &= (\varphi_{i+1,j,k} - 2\varphi_{i,j,k} + \varphi_{i-1,j,k}) / \Delta x^2 \\ &\quad + (\varphi_{i,j+1,k} - 2\varphi_{i,j,k} + \varphi_{i,j-1,k}) / \Delta y^2 \\ &\quad + (\varphi_{i,j,k+1} - 2\varphi_{i,j,k} + \varphi_{i,j,k-1}) / \Delta z^2 \\ &= -(\rho + \rho_s) / \varepsilon_0. \end{aligned} \quad (4)$$

式中, Δx 和 Δy 为水平格距, Δz 为垂直格距, 模式中取 $\Delta x=\Delta y=3/2\Delta z=1\text{km}$, 本文采用七点格式的超松弛(successive over relaxation, SOR)迭代法求解三维泊松方程, 计算公式:

$$\begin{aligned} \varphi_{i,j,k}^{n+1} &= (1-w)\varphi_{i,j,k}^n \\ &+ w \cdot \left[C_1 \varphi_{i+1,j,k}^n + C_2 \varphi_{i-1,j,k}^n + C_3 \varphi_{i,j+1,k}^n + C_4 \varphi_{i,j-1,k}^n \right. \\ &\quad \left. + C_5 \varphi_{i,j,k+1}^n + C_6 \varphi_{i,j,k-1}^n + C_0 \cdot (\rho + \rho_s) / \varepsilon_0 \right] \end{aligned} \quad (5)$$

式中, 系数 $C_1=C_2=(1/\Delta x^2)/(2/\Delta x^2+2/\Delta y^2+2/\Delta z^2)$, $C_3=C_4=(1/\Delta y^2)/(2/\Delta x^2+2/\Delta y^2+2/\Delta z^2)$, $C_5=C_6=(1/\Delta z^2)/(2/\Delta x^2+2/\Delta y^2+2/\Delta z^2)$, $C_0=(1)/(2/\Delta x^2+2/\Delta y^2+2/\Delta z^2)$, 本文模式中松弛因子 w 取经验值1.95.

2.1 雷暴云放电参数化

本文雷暴云放电参数采用了常规设置做法, 假设雷暴云电荷区是正偶极结构, 正电荷区位于雷暴云上部, 负电荷区位于下部. 对一次正地闪(+CG)而言, 雷暴云电荷量 $Q(t)$ 随时间的变化包括三个阶段: 电荷积累阶段($0 \sim \tau_f$), 即雷暴云充电过程; 放电阶段($\tau_f \sim \tau_f + \tau_s$), 即雷暴云正电荷区对地释放电荷; 放电结束后, 雷暴云内剩余电荷量(负电荷区)保持不变. $Q(t)$ 计算公式来自(Pasko, 1996):

$$Q(t) = \begin{cases} Q_0 \frac{\tanh(t/\tau_f)}{\tanh(1)}, & 0 < t < \tau_f, \\ Q_0 \left[1 - \frac{\tanh((t-\tau_f)/\tau_s)}{\tanh(1)} \right], & \tau_f < t < \tau_f + \tau_s, \end{cases} \quad (6)$$

式中, $\tau_f=0.5\text{s}$, $\tau_s=1\text{ms}$, Q_0 为总电荷量. +CG雷暴云电荷量随时间变化如图2所示.

图 1 模型示意图

(a) Pasko(1996)二维柱坐标系模型; (b) 本文三维直角坐标系模型

图 2 +CG雷暴云电荷区内电量变化

值得注意的是, 本文模型在计算过程中, 模拟空间源电荷(式(1)中 ρ_s)的加入是通过电荷密度 $\rho_s(x, y, z, t)$, 而非使用 $Q(t)$, 总电荷量与电荷密度的关系满足 $\pm Q(t) = \int \rho_s(x, y, z, t) dV$. 在Pasko(1996)二维准静电场模型中假设雷暴云内电荷密度在空间中按高斯分布, 正负电荷区中心高度分别位于10和5km处, 推广至三维直角坐标系:

$$\rho_s(x, y, z, t) = \rho_0(t) \exp \left[- \left(\frac{(x-x_{\text{mid}})^2 + (y-y_{\text{mid}})^2 + (z-z_{\pm})^2}{a^2} \right) \right] \quad (7)$$

式中, $\rho_0(t) = Q(t)/(4\pi a^3/3)$, $a=3\text{km}$, $(x_{\text{mid}}, y_{\text{mid}}, z_{\pm})$ 是正负电荷区中心坐标, 其中 $z_+=10\text{km}$, $z_-=5\text{km}$.

2.2 中高层大气参数化方案

低电离层属于弱电离的等离子体, 受外界电场的干扰极易引起电离层底部大气电参数的非线性变化. 式(3)中大气电导率包括离子电导率和电子电导率(即 $\sigma = \sigma_i + \sigma_e$), 海拔60km以下的大气电导率主要由离子产

生, 离子电导率随高度呈指数增加 $\sigma_i = 5 \times 10^{-14} e^{z/6\text{km}} \text{S/m}$ (Dejnakarintra和Park, 1974). 在距地面60km以上的电离层, 电子电导率占主导, 其计算公式为 $\sigma_e = q_e N_e \mu_e$ (Hegerberg和Reid, 1980), 其中, q_e 为电子电荷量, N_e 为电子数密度, μ_e 是电子迁移率.

电子迁移率 μ_e , 如图3b所示, 受电场的影响呈非线性变化(Hegerberg和Reid, 1980):

$$\begin{cases} \log_{10}(\mu_e N_d) = \sum_{i=0}^2 a_i x^i, EN_0/N_d \geq 1.62 \times 10^3 \text{V m}^{-1}, \\ \mu_e N_d = 1.36 N_0, EN_0/N_d < 1.62 \times 10^3 \text{V m}^{-1}, \end{cases} \quad (8)$$

式中, $x = \log_{10}(E/N_d)$, $a_0 = 50.97$, $a_1 = 3.026$, $a_2 = 8.4733 \times 10^{-2}$.

电子数密度 N_e 满足连续性方程:

$$\frac{dN_e}{dt} = (v_i - v_a) N_e, \quad (9)$$

式中, v_i 、 v_a 分别是电离系数和吸附系数, 如图3c所示. 电子数密度初值取 $N_e(z) = 1.43 \times 10^{13} e^{(-0.15z')} e^{(\beta-0.15)(z-z')}$, 其中, z 为海拔高度, 单位为km, $\beta = 0.5\text{km}^{-1}$, $z' = 85\text{km}$ (Han和Cummer, 2010).

电离系数 v_i (Papadopoulos等, 1993)的表达式为

$$v_i = 7.6 \times 10^{-13} N_d x^2 f(x) e^{-4.7/(x-1)}, \quad (10)$$

式中, $f(x) = (1 + 6.3e^{-2.6/x})/1.5$, $x = E/E_k$, 其中 $E_k = 3.2 \times 10^6 N_d / N_0$ 为击穿电场阈值.

吸附系数 v_a 的表达式(Davies, 1983)为

$$v_a = \frac{N_d}{N_0} \sum_{i=0}^2 a_i x^i, \quad (11)$$

式中, $x = EN_0/N_d$, $a_0 = -2.41 \times 10^8$, $a_1 = 211.92$, $a_2 =$

图3 电子密度与中性空气密度(a)、电子迁移率(b)、电离率与吸附率(c)和光学激发率(d)

-3.545×10^{-8} , 上式适用于 $x \geq 1.628 \times 10^6$ 的情况. 当 $x < 1.628 \times 10^6$ 时, 计算公式(Taranenko等, 1993b)为

$$v_a = \frac{N_d}{N_0} 10^{\sum_{i=0}^3 b_i x^i}, \quad (12)$$

式中, $y = \log_{10}(EN_0/N_d)$, 系数 $b_0 = -1073.8$, $b_1 = 465.99$, $b_2 = -66.867$, $b_3 = 3.1970$. N_0 和 N_d 分别是海平面处和实际高度处的大气数密度. $N_0 = 2.688 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, N_d 值取自 NRLMSISE-00 大气模式(Picone等, 2002), 如图3a所示.

在60~90km(电离层底部D层)的中高层大气中, 电子碰撞过程占绝对优势, 因此计算中忽略地磁场的作用(Pasko, 1996). 另外, 由于准静电场存在的时间(毫秒量级)远小于化学反应需要的时间(>1s), 因此大气中的化学反应也被忽略(Glukhov等, 1992; Pasko和Inan, 1994).

2.3 光辐射计算

正地闪(+CG)放电后雷暴云中剩余电荷及空气中的诱导电荷在中高层大气中产生一个很强的准静电场, 电场加速电子使其与大气分子发生碰撞, 电子获得

能量跃迁至激发态, 当处于激发态的电子跃迁回基态时, 能量以光子的形式释放出来, 形成光辐射.

本文根据Pasko(1996)给出的光辐射计算方法, 计算了氮气分子(N_2 1P, N_2 2P)、氮气离子(N_2^+ M, N_2^+ 1N)以及氧气离子(O_2^+ 1N)产生的光辐射, 因为低电离层TLEs的光辐射主要源自这五个光波段(Taranenko等, 1993a, 1993b), 其中90%以上来自于 N_2 分子. 各个波段对应的激发率 v_k 与电场 E 和中性空气密度 N_d 有关, 如图3d所示, 其计算公式为

$$\log\left(\frac{v_k N_0}{N_d}\right) = \sum_{i=0}^3 a_i x^i. \quad (13)$$

公式(13)是Taranenko等(1993a, 1993b)基于实验结果提出的较为精确的解析表达式, 式(13)中 $x = \log_{10}(EN_0/N_d)$, $N_0 = 2.688 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, 不同波段的系数 a_i 近似值如表1所示. 激发态表示原子或分子介于基态和电离态之间的状态, 式(13)适用于 $EN_0/N_d \leq 1.6 \times 10^7 \text{ V m}^{-1}$ (即 $E/E_k < 5$) 的情况, 当 $E/E_k > 5$ 时, 意味着电子带有的能量接近于电离能, 不符合实际情况, 因此不做计算.

计算 k 激发态下的不同波段分子数密度 n_k , 需要考虑激发过程、碰撞淬灭过程和级联过程, 表达式如下

(Sipler和Biondi, 1972):

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} = -\frac{n_k}{\tau_k} + \sum_m n_m A_m + v_k N_e, \quad (14)$$

式(14)中 $\tau_k = [A_k + \alpha_1 N_{N_2} + \alpha_2 N_{O_2}]^{-1}$ 是 k 激发态的存在时间, A_k 为跃迁系数, N_{N_2} 和 N_{O_2} 分别是 N_2 和 O_2 数密度, α_1 和 α_2 分别是分子与 N_2 和 O_2 碰撞导致的淬灭系数, 具体系数值见表2(Valence-Jones, 1974). 求和项 $\sum_m n_m A_m$ 表示更高能级的级联过程对 n_k 的贡献, 本文考虑了 N_2 2P跃迁至的 N_2 1P的过程. $v_k N_e$ 代表电子的激发过程.

为了与已有文献结果作对比, 本文计算了水平方向观测到的光辐射强度 I_k (单位Rayleigh, 其中1 R=10⁶ photon cm⁻² s⁻¹), 并忽略了空气散射对光强的影响. 设光源到观测点的视线距离为 L , 则 I_k 计算公式:

$$I_k = 10^{-6} \int_L A_k n_k dl. \quad (15)$$

2.4 大气重力波扰动

大气重力波扰动导致低电离层大气密度不均匀, 包括中性空气密度 N_d 和电子密度 N_e . 其 N_d 与空气的击穿阈值 $E_k=3.2 \times 10^6 N_d/N_0$ 、折合电场 E/N_d 、电离率 v_i 、

吸附率 v_a 、电子迁移率 μ_e 以及激发率 v_k 的计算直接相关. 本文模式中选用的重力波参数来自Yue和Lyons(2015)观测到的一次重力波, 水平波长为40km, 垂直波长为15km, 扰动方式参考Marshall等(2015)模拟大气重力波对elves现象的调制效应: 假设大气重力波呈正弦波分布, 并对中性空气密度 N_d 和电子密度 N_e 产生扰动. 由于地闪放电的持续时间远远小于大气重力波周期(几十分钟至几小时), 因此数值计算中忽略重力波的传播速度. 此时, 中性空气密度 N_d 如式(16)所示:

$$N_d(x, y, z) = N_{d0}(z) \left[1 + A \frac{e^{z/2H}}{e^{h_{\max}/2H}} \cos(k_x x + k_y y + k_z z) \right], \quad (16)$$

式中, $N_{d0}(z)$ 表示背景中性空气密度, 扰动峰值高度 $h_{\max}=85$ km, $H=7.6$ km是大气标高, $k_i=2\pi/\lambda_i$ 对应 i (x 、 y 或 z)方向的重力波波数, 本文模型中 $\lambda_x=40$ km, $\lambda_y=200$ km, $\lambda_z=15$ km, A 为扰动幅值, 取值区间0~40%. 重力波对高层电子密度 N_e 的扰动方式与对 N_d 扰动相同, 此处公式不重复给出. 图4给出了 $A=20\%$ 时, 大气重力波对中性空气密度 N_d 的相对扰动变化的两个垂直剖面图(即 $N_d/N_{d0}-1$), 定义大气密度相对变化为 A 和 $-A$ 分别对应重力波波峰和波谷.

表 1 系数近似值

波段	a_0	a_1	a_2	a_3
N_2 1P	-1301.0	563.03	-80.715	3.8647
N_2 2P	-1877.1	814.70	-117.46	5.6554
N_2^+ M	-1760.0	724.70	-99.549	4.5862
N_2^+ 1N	-1802.4	750.91	-104.28	4.8508
O_2^+ 1N	-2061.1	870.25	-122.43	5.7668

表 2 光学系数

波段	α_1 (m ³ s ⁻¹)	α_2 (m ³ s ⁻¹)	A_k (s ⁻¹)
N_2 1P	10 ⁻¹⁷	0	1.7×10 ⁵
N_2 2P	0	3×10 ⁻¹⁰	2×10 ⁷
N_2^+ M	5×10 ⁻¹⁰	0	7×10 ⁴
N_2^+ 1N	2×10 ⁻¹⁰	0	1.4×10 ⁷
O_2^+ 1N	4×10 ⁻¹⁰	0	8.5×10 ⁵

图4 重力波对中性空气密度 N_d 的扰动

3 算法精度检验

相比于二维模型, 本文建立的三维准静电场模型具有参数设置灵活的优势, 但三维模型算法更复杂, 计算量也更大. 针对本文考虑的重力波空间分布, 在考虑重力波对大气密度的扰动影响时(即扰动幅值 $A \neq 0\%$), 其三维复杂的空间结构只能采用三维模型进行模拟; 而在不考虑重力波的影响时(即扰动幅值 $A = 0\%$), 此时三维模型与二维柱坐标系模型是等效的. 为了验证本文三维模型的计算精度, 将模拟结果与现有文献中的结果作对比, 以 $Q = 200\text{C}$, $A = 0\%$ 为例, 其余各参数设置如上文所述. 图5对比了本文三维模型与Pasko(1996)二维模型模拟的不同时刻的电荷密度空间分布结果, 对比结果显示两者具有很好的一致性.

为了进一步检验三维模型中光辐射计算结果的准确性, 图6给出了 $Q = 200\text{C}$, 放电开始后2ms内的 N_2 1P的平均光辐射强度空间分布特征以及幅值, 模拟结果与Pasko结果吻合; 图7给出放电后1ms雷暴云正上方不同光波段的光辐射强度随高度的分布, 模拟结果也与Pasko结果基本一致, 根据以上对比结果可以认为, 本文开发的三维准静电场模型具有很好的模拟精度.

4 模拟结果及分析

图8首先给出了正地闪放电后(2ms内)不同时刻在中高层激发 N_2 1P波段的光辐射分布, 反映了sprite halos光辐射的时空演变特征. 相关参数选取如上文所述, 其中电荷量 $Q = 200\text{C}$, 放电时间 $\tau_s = 1\text{ms}$, 重力波对大气密度的扰动幅值分别取 $A = 0\%$ 和 20% , 观测方位选择从模拟区域正前方观测, 色标是光辐射强度(单位: kR, 下文同). 图8a未考虑重力波影响($A = 0\%$), sprite halos首先在雷暴云正上方约85km的高度始发, 空间分布左右对

图5 电荷密度的时空分布

(a) Pasko(1996); (b) 本文模拟结果

图6 平均光强度分布

(a) Pasko(1996); (b) 本文模拟结果

图7 放电后1ms时雷暴云正上方不同光波段辐射光强随高度分布

(a) Pasko(1996); (b) 本文模拟结果

图 8 光辐射时空演变特征
(a) $A=0\%$; (b) $A=20\%$

称, 水平尺度最大可达70km, 光辐射区域随时间向下发展, 在放电结束时(1ms)光强达到最大值, 这与Pasko等(1995, 1997a)模拟结果相同, 也与实际观测得到的统计特征基本一致(Barrington-Leigh等, 2001; Frey等, 2007). 图8b考虑重力波对大气密度的扰动($A=20\%$)时, 可以发现sprite halos光辐射的形态发生明显变化, 且不再左右对称, sprite halos始发位置偏离雷电正上方, 位于重力波波谷位置.

考虑到观测仪器都具有一定的曝光时间, 即观测到的结果是一段的光辐射图像, 因此计算图8中sprite halos在2ms内平均光辐射强度分布, 得到图9所示结果, 它反映了光辐射的整体空间分布特征(Pasko, 1996). 可以明显发现, 存在重力波扰动时, sprite halos光辐射形态产生变形, 光强分布主要集中在重力波波谷位置(黑色虚线), 波峰位置(红色实线)的光强相对较弱, 这证实了重力波会导致如Moudry等(2003)观测到sprite halos的边缘产生大面积不均匀甚至分裂的现象. Siefring等(2010)观测发现sprites主要沿着气辉层重力波的波谷位置分布, 本文模拟结果显示sprite halos在重力波波谷位置更容易始发, 意味着该区域的电场更强, 这也有利于后续sprite streamers在波谷位置激发.

分析认为, 重力波波谷位置对应的中性大气密度 N_d 较小, 因此空气的击穿阈值较低($E_k=3.2\times10^6 N_d/N_0$),

易被击穿, 而波峰位置的空气击穿则需要更高的准静电场. 同时, 波谷位置的折合电场(E/N_d)更强, 与光辐射强度密切相关的激发率 ν_k 更大(图3d), 因此重力波波谷位置更容易激发sprite halos, 并有利于形成强光区. 重力波同样对中高层电子密度 N_e 产生扰动, 即波谷位置的电子密度 N_e 更低. 在计算处于激发态空气分子的数密度时(式(14)), 波谷位置处的 $\nu_k N_e$ 值更小, 意味着该位置处因电子的碰撞而跃迁到激发态的空气分子数密度较低, 这显然不利于光辐射的产生; 而模拟结果发现, 发光中心区域仍主要沿波谷分布. 分析认为, 波谷位置的空气更稀薄, 意味着空气分子的平均自由程更大; 在外界电场驱动下, 电子更容易被加速, 从而获得更高的动能, 这有利于电子与其他中性空气分子发生碰撞电离. 同时, 电子雪崩的发生也有利于进一步提高电子数密度, 弥补了背景空间中波谷位置处较低的 N_e 值的影响, 从而有利于光辐射的发生.

4.1 重力波扰动幅值 A 对sprite halos光辐射的影响

图10比较了不同重力波扰动幅值 A 对sprite halos光辐射形态的影响, 其中电荷量 $Q=200\text{C}$ 保持不变, 扰动幅值取 $A=0\sim40\%$. 结果表明, 随着重力波扰动幅值 A 的增大, sprite halos光辐射空间分布逐渐变形, 甚至产生分裂, 当扰动幅值 A 超过5%, 光辐射形态即可产生明显不对称. 在图10中取截线(Cut 1)处的光强分布 I_A , 以

图9 $A=0\%$ (a)与 $A=20\%$ (b)0~2ms平均光辐射强度空间分布

$A=0\%$ 时的光强 I_{A0} 为基准, 定义不同扰动幅值 A 对应光强 I_A 与 I_{A0} 的相对差异为 $(I_A - I_{A0}) / (I_A + I_{A0})$ (Marshall等, 2015), 沿截线Cut 1光辐射强度分布及其与 $A=0\%$ 的相对差异如图11所示. 可以发现, 随着重力波扰动幅值 A 的增大, 对应光强 I_A 明显呈周期性扰动. 图11b显示, 扰动幅值 A 越大, 对光强 I_A 产生的扰动程度也越大, 当 A 超过30%时, 光辐射变化幅度甚至超过50%, 相对差异曲线相邻波峰间的距离约40km, 即对应重力波水平波长40km.

4.2 放电电荷量 Q 对sprite halos光辐射的影响

图12比较了不同强度正地闪(+CG)激发的光辐射空间分布受重力波扰动的影响, 其中扰动幅值 $A=20\%$. 为了便于对比, 同时给出无重力波扰动时(即 $A=0\%$)的情况, 不同放电电荷量 Q (取50~250C)即对应不同放电强度. 对比发现, 较低电荷量(如50~150C)正地闪在中高层激发出sprite halos, 向下发展的趋势不明显, 强发光区集中在较高位置处, 此时重力波扰动对sprite halos光辐射空间分布有显著影响; 对于较大电荷量(如200~250C)正地闪激发的sprite halos, 有明显向下发展的趋势, 强发光区更为集中, 且高度较低, 此时重力波主要对sprite halos边缘部分的光辐射分布有影响. 薄饼状的sprite halos水平发展尺度约40~70km, 垂直尺

图10 不同扰动幅值 $A=0\sim40\%$ 对应的0~2ms平均光辐射强度分布

度在10km左右; 而本文采用的重力波水平波长为40km, 垂直波长为15km. 重力波对sprite halos的调制作用在水平方向上更容易体现, 在垂直方向上, sprite halos的垂直尺度小于重力波垂直波长, 因而重力波的影响在垂直方向不容易显现出来.

图13给出沿截线(Cut 1)处的光强相对于 $A=0\%$ 的差异程度, 可以发现放电电荷量越大, 即正地闪强度越大, sprite halos光辐射受重力波的影响越小. 分析认为, 中高层大气能否被击穿主要决定于空气密度和电场大小, 因为中高层大气的击穿阈值主要决定于中性空气密度($E_k = 3.2 \times 10^6 N_d / N_0$), 所以由于大气重力波的扰动, 使得不同位置处的空气密度是不同的, 密度越小, 击穿阈值越小; 反之, 越大. 因此, 当对流层闪电强度较弱时, 其中高层激发的准静电场也比较弱, 此时重力波对大气能否被击穿并产生光辐射就显得比较重要, 空气密度越大的区域越不易于击穿; 而当对流层闪电很强时, 在中高层位置处激发的准静电场足够强, 由于重力波对中性大气密度的扰动幅度是有限的, 即便存在空气密度的变化, 也不会对大气能否被击穿造成很大的影响, 此时, 重力波对光辐射的影响将变得很小. 另外, 当电荷量较大时, 光辐射有明显向下发展的趋势, 可能是因为sprite streamer要形成, 此时sprite halos强发光区的水平尺度变小, 因此重力波的调制作用更不容易显现出来.

图 11 不同扰动对应的光强(沿截线Cut 1)及其与 $A=0\%$ 的相对差异

图 12 不同电荷量对应的0~2ms平均光辐射强度分布

4.3 观测方位对sprite halos光辐射分布特征的影响

上文给出的光辐射空间分布均是从模拟区域正前方(如图14a中视角1所示)观测到的结果, 由于本文选取的重力波具有复杂的三维结构, 如不同方向上的重力波水平波长存在差异($\lambda_x=40\text{km}$, $\lambda_y=200\text{km}$), 中高层激发区域(即 n_k)受重力波扰动的影响, 而光辐射强度 I_k 取决于视线路径 L 以及路径上的被激发粒子的数密度 n_k , 因此不同方位观测到的sprite halos光辐射也将是不

图 13 不同电荷量对应光强(Cut 1)与 $A=0\%$ 情况的相对差异

同的. 本文以 $Q=200\text{C}$, $A=20\%$ 为例, 计算了4个不同方位的观测结果, 如图14b所示.

图14a是 $z=80\text{km}$ 高度处重力波背景下的空间俯视图, 4个观测方位(Direction 1~4)对应4个视野平面(Field 1~4), 分别从模拟区域正面观测、侧面观测(正面与后面、左侧与右侧观测结果是左右相反的, 此处不重复给出)、平行于重力波波面观测、垂直于重力波波面观测. 图14b是对应的模拟结果, 可以发现不同方位观测到光辐射的空间分布和最大光强存在差异, 其中方位3由于视线平行于重力波波面, 沿视线路径上的激发区域更为集中, 因此累计最大光强更大; 而方位4的视线垂直于重力波波面, 受重力波影响的光辐射在视线上是先后重合的, 因此光辐射仍呈左右对称的结构. 这表明在同步观测重力波和中高层大气瞬态发光

图 14 观测方位的选取(a)和观测到的光辐射空间分布(b)

图 15 负地闪(-CG)和正地闪(+CG)激发的光辐射空间分布

现象(TLEs)时,选择合适的观测方位是很重要的,多站点多平台同步观测将有助于获得更好的观测资料。

4.4 地闪极性对sprite halos光辐射分布特征的影响

上文主要讨论了对流层正地闪在中高层激发的sprite halos,研究表明,负地闪也有激发sprite halos的能力。图15对比了不同地闪极性(正地闪和负地闪)对sprite halos光辐射分布特征的影响。模拟负地闪时,总电荷量200C,电荷区电量变化与正地闪(图2)相反,即负电荷区对地放电,正电荷区电量保持不变。结果发现,负地闪也可以激发sprite halos,并受到重力波的影响(图15a和15b),但负地闪激发的sprite halos强度要明显弱于相同放电强度的正地闪(图15c和15d),这是因为负电荷区高度相对较低,使得负地闪的电荷距较小,同时,受上层正电荷区的“屏蔽”作用,负地闪在中高层激发的准静电场被进一步削弱。

5 结论和讨论

本文以准静电击穿机制为理论基础,开发了三维直角坐标系下的准静电场模型,考虑重力波对中高层大气电子密度和中性空气密度的扰动效应,模拟分析了重力波导致的中高层大气密度不均匀对sprite halos起始位置和光辐射形态的影响。本文主要结论如下:

(1) 考虑重力波对低电离层大气密度的扰动效应时(如扰动幅值20%),由于重力波波谷位置的空气的电场击穿阈值相对较低,使得sprite halos在重力波波谷位置更容易始发。

(2) 重力波的空间分布对sprite halos光辐射形态有显著影响: sprite halos强发光区主要沿波谷位置分布,波峰位置的光强相对较弱,重力波扰动幅值越大,对sprite halos光辐射空间分布影响越大;地闪强度越大,光辐射空间分布受重力波的影响越小。

(3) 此外,观测到的sprite halos光辐射光学强度和形态特征还会受到观测方位的影响,这或许对实际观测中站点位置和观察方位的选择具有一定的参考意义。

(4) 地闪极性也会影响sprite halos光辐射形态,负地闪激发的sprite halos强度要明显弱于相同放电强度的正地闪,也会受重力波的影响。

本文的三维准静电场模型将中高层大气重力波的动力耦合过程和对流层-中高层电动力耦合过程相结合,模拟分析了在两种耦合机制共同作用下的sprite halos光辐射现象。该模式能够很好地模拟sprite halos的形成和发展过程,对于后续sprite streamers起始过程

的模拟,则需要加载等离子体流体模型(plasma fluid model), 本文将在现有模式的基础上, 作进一步完善. 由于目前对重力波与TLEs之间的同步观测数据很少, 相应的统计特征尚不明确, 关于重力波和TLEs之间的相关性问题的同步观测和理论研究方面仍然需要作深入研究. 此外, 影响sprite halos的因素, 如闪电类型、电荷区结构、以及放电参数等其他因素, 将在后续的研究中对此做进一步探讨.

参考文献

- 郝秀书, 吕达仁, 卞建春, 杨静. 2009. 中高层大气瞬态发光事件 (TLEs)及可能的影响. *地球科学进展*, 24: 286–296
- 吴明亮, 徐寄遥. 2005. 时变的准三维“红闪”电场模式研究. *地球物理学报*, 48: 480–486
- 杨静, 郝秀书, 张广庶, 赵阳, 张彤. 2008. 发生于山东沿海雷暴云上方的红色精灵. *科学通报*, 53: 482–488
- 张义军, 马明, 吕伟涛, 陶善昌. 2008. 闪电活动的气候学特征研究进展. *气象学报*, 66: 906–915
- Barrington-Leigh C P, Inan U S, Stanley M. 2001. Identification of sprites and elves with intensified video and broadband array photometry. *J Geophys Res*, 106: 1741–1750
- Cummer S A, Jaugey N, Li J, Lyons W A, Nelson T E, Gerken E A. 2006. Submillisecond imaging of sprite development and structure. *Geophys Res Lett*, 33: 347–360
- Davies D K. 1983. Measurements of swarm parameters in dry air. Theoretical Notes, Westinghouse R & D Center, Note, 346
- Dejnakarintra M, Park C G. 1974. Lightning-induced electric fields in the ionosphere. *J Geophys Res*, 79: 1903–1910
- Dewan E M, Picard R H, O’Neil R R, Gardiner H A, Gibson J, Mill J D, Richards E, Kendra M, Gallery W O. 1998. MSX satellite observations of thunderstorm-generated gravity waves in mid-wave infrared images of the upper stratosphere. *Geophys Res Lett*, 25: 939–942
- Ebert U, Nijdam S, Li C, Luque A, Briels T, van Veldhuizen E. 2010. Review of recent results on streamer discharges and discussion of their relevance for sprites and lightning. *J Geophys Res*, 115: A00E43
- Franz R C, Nemzek R J, Winckler J R. 1990. Television image of a large upward electrical discharge above a thunderstorm system. *Science*, 249: 48–51
- Frey H U, Mende S B, Cummer S A, Li J, Adachi T, Fukunishi H, Takahashi Y, Chen A B, Hsu R R, Su H T, Chang Y S. 2007. Halos generated by negative cloud-to-ground lightning. *Geophys Res Lett*, 34: L18801
- Glukhov V S, Pasko V P, Inan U S. 1992. Relaxation of transient lower ionospheric disturbances caused by lightning-whistler-induced electron precipitation bursts. *J Geophys Res*, 97: 16971–16979
- Han F, Cummer S A. 2010. Midlatitude nighttime D region ionosphere variability on hourly to monthly time scales. *J Geophys Res*, 115: A09323
- Hegerberg R, Reid I D. 1980. Electron drift velocities in air. *Aust J Phys*, 33: 227–238
- Lay E H. 2018. Ionospheric irregularities and acoustic/gravity wave activity above low-latitude thunderstorms. *Geophys Res Lett*, 45: 90–97
- Liu N, Pasko V P. 2004. Effects of photoionization on propagation and branching of positive and negative streamers in sprites. *J Geophys Res*, 109: A04301
- Liu N, Dwyer J R, Stenbaek-Nielsen H C, McHarg M G. 2015. Sprite streamer initiation from natural mesospheric structures. *Nat Commun*, 6: 7540
- Liu N, Boggs L D, Cummer S A. 2016. Observation-constrained modeling of the ionospheric impact of negative sprites. *Geophys Res Lett*, 43: 2365–2373
- Lu G, Cummer S A, Tian Y, Zhang H, Lyu F, Wang T, Stanley M A, Yang J, Lyons W A. 2016. Sprite produced by consecutive impulse charge transfers following a negative stroke: Observation and simulation. *J Geophys Res-Atmos*, 121: 4082–4092
- Luque A, Ebert U. 2009. Emergence of sprite streamers from screening-ionization waves in the lower ionosphere. *Nat Geosci*, 2: 757–760
- Luque A, Ebert U. 2010. Sprites in varying air density: Charge conservation, glowing negative trails and changing velocity. *Geophys Res Lett*, 37: L06806
- Marshall R A, Yue J, Lyons W A. 2015. Numerical simulation of an elve modulated by a gravity wave. *Geophys Res Lett*, 42: 6120–6127
- Moudry D, Stenbaek-Nielsen H, Sentman D, Wescott E. 2003. Imaging of elves, halos and sprite initiation at time resolution. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 65: 509–518
- Papadopoulos K, Milikh G, Gurevich A, Drobot A, Shanny R. 1993. Ionization rates for atmospheric and ionospheric breakdown. *J Geophys Res*, 98: 17593–17596
- Pasko V P. 1996. Dynamic coupling of quasi-electrostatic thundercloud fields to the mesosphere and lower ionosphere: Sprites and jets. Doctoral Dissertation. California: Stanford University
- Pasko V P. 2003. Electric jets. *Nature*, 423: 927–928
- Pasko V P, Inan U S. 1994. Recovery signatures of lightning-associated VLF perturbations as a measure of the lower ionosphere. *J Geophys Res*, 99: 17523–17538
- Pasko V P, Inan U S, Taranenko Y N, Bell T F. 1995. Heating,

- ionization and upward discharges in the mesosphere, due to intense quasi-electrostatic thundercloud fields. *Geophys Res Lett*, 22: 365–368
- Pasko V P, Inan U S, Bell T F, Taranenko Y N. 1997a. Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere. *J Geophys Res*, 102: 4529–4561
- Pasko V P, Inan U S, Bell T F. 1997b. Sprites as evidence of vertical gravity wave structures above mesoscale thunderstorms. *Geophys Res Lett*, 24: 1735–1738
- Pasko V P, Inan U S, Bell T F. 1998. Spatial structure of sprites. *Geophys Res Lett*, 25: 2123–2126
- Pasko V P, Inan U S, Bell T F. 2000. Fractal structure of sprites. *Geophys Res Lett*, 27: 497–500
- Picone J M, Hedin A E, Drob D P, Aikin A C. 2002. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J Geophys Res*, 107: S15 1–S15 16
- Qie X S, Zhang Y J, Yuan T, Zhang Q, Zhang T, Zhu B, Lu W, Ma M, Yang J, Zhou Y, Feng G. 2015. A review of atmospheric electricity research in China. *Adv Atmos Sci*, 32: 169–191
- Qin J, Celestin S, Pasko V P. 2011. On the inception of streamers from sprite halo events produced by lightning discharges with positive and negative polarity. *J Geophys Res*, 116: A06305
- Qin J, Pasko V P, McHarg M G, Stenbaek-Nielsen H C. 2014. Plasma irregularities in the D-region ionosphere in association with sprite streamer initiation. *Nat Commun*, 5: 3740
- Rodger C J. 2003. Subionospheric VLF perturbations associated with lightning discharges. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 65: 591–606
- Rowland H L, Fernsler R F, Bernhardt P A. 1996. Breakdown of the neutral atmosphere in the D region due to lightning driven electromagnetic pulses. *J Geophys Res*, 101: 7935–7945
- Sabbas F T S, Rampinelli V T, Santiago J, Stamus P, Vadas S L, Fritts D C, Taylor M J, Pautet P D, Dolif Neto G, Pinto O. 2009. Characteristics of sprite and gravity wave convective sources present in satellite IR images during the SpreadFEx 2005 in Brazil. *Ann Geophys*, 27: 1279–1293
- Sentman D D, Wescott E M, Osborne D L, Hampton D L, Heavner M J. 1995. Preliminary results from the Sprites94 Aircraft Campaign: 1. Red sprites. *Geophys Res Lett*, 22: 1205–1208
- Sentman D D, Wescott E M, Picard R H, Winick J R, Stenbaek-Nielsen H C, Dewan E M, Moudry D R, São Sabbas F T, Heavner M J, Morrill J. 2003. Simultaneous observations of mesospheric gravity waves and sprites generated by a midwestern thunderstorm. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 65: 537–550
- Siefring C L, Morrill J S, Sentman D D, Heavner M J. 2010. Simultaneous near-infrared and visible observations of sprites and acoustic-gravity waves during the EXL98 campaign. *J Geophys Res*, 115: A00E57–90
- Silagadze Z K. 2018. Schumann resonance transients and the search for gravitational waves. *Mod Phys Lett A*, 33: 1850023
- Sipler D P, Biondi M A. 1972. Measurements of $O(^1D)$ quenching rates in the F region. *J Geophys Res*, 77: 6202–6212
- Swenson G R, Liu A Z. 1998. A model for calculating acoustic gravity wave energy and momentum flux in the mesosphere from OH airglow. *Geophys Res Lett*, 25: 477–480
- Taranenko Y N, Inan U S, Bell T F. 1993a. Interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: Heating, attachment, and ionization. *Geophys Res Lett*, 20: 1539–1542
- Taranenko Y N, Inan U S, Bell T F. 1993b. The interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulses from lightning: Excitation of optical emissions. *Geophys Res Lett*, 20: 2675–2678
- Tong L, Hiraki Y, Nanbu K, Fukunishi H. 2005. Release of positive charges producing sprite halos. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 67: 829–838
- Valence-Jones A. 1974. *Aurora*. D. Dordrecht: Reidel Publishing Company. 119
- van der Velde O A, Montanyà J, Füllekrug M, Soula S. 2011. Gravity waves, meteor trails and asymmetries in elves. In: XIV International Conference on Atmospheric Electricity. 1–4
- Williams E R. 1998. The positive charge reservoir for sprite-producing lightning. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 60: 689–692
- Xu J, Li Q, Yue J, Hoffmann L, Straka Iii W C, Wang C, Liu M, Yuan W, Han S, Miller S D, Sun L, Liu X, Liu W, Yang J, Ning B. 2015. Concentric gravity waves over northern China observed by an airglow imager network and satellites. *J Geophys Res-Atmos*, 120: 11,058–11,078
- Yang J, Lu G, Liu N, Sato M, Feng G, Wang Y, Chou J K. 2017. Sprite possibly produced by two distinct positive cloud-to-ground lightning flashes. *Terr Atmos Ocean Sci*, 28: 609–624
- Yue J, Vadas S L, She C Y, Nakamura T, Reising S C, Liu H L, Stamus P, Krueger D A, Lyons W, Li T. 2009. Concentric gravity waves in the mesosphere generated by deep convective plumes in the lower atmosphere near Fort Collins, Colorado. *J Geophys Res*, 114: D06104
- Yue J, Lyons W A. 2015. Structured elves: Modulation by convectively generated gravity waves. *Geophys Res Lett*, 42: 1004–1011

(责任编辑: 徐寄遥)