

雷暴云准静电场和夜间低电离层的电离

黄文耿 古士芬

(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

摘 要

用点电荷模型计算雷暴云突然放电后形成的准静电场随高度的分布,以 E/N (E 为电场大小, N 为大气密度) 为输入参量,在一定条件下,对 Boltzmann 方程数值求解,计算电离层电子数密度的扰动. 计算结果表明,在约 70—90 km 之间,在约放电后的 10 ms 内,准静电场大于中性大气的击穿电场,将引起大气的雪崩电离,从而引起夜间低电离层电子密度的显著增加,但这种电子密度的增加是短暂的,在很短的时间内就恢复到平静时的水平,恢复时间随高度的变化而不同.

关键词 准静电场—电离层—电离

1 引言

闪电是地球上频繁发生的自然现象,它不仅在全球电路中扮演着重要的角色,而且在中层大气、低电离层相互耦合中也起着重要的作用. 一般而言,闪电与中层大气、低电离层之间存在两种耦合方式. 一种是直接的耦合,如雷暴云的准静电场 (Quasi-Electrostatic 简称 QE)、闪电产生的电磁脉冲的直接作用;另一种是间接耦合,即闪电产生的哨声波沿着地球磁力线的传播,进入磁层,引起辐射带中高能电子的沉降,增加高纬 D 区的电离,以及大气光学波段的激发. 从古至今,闪电一直是人们积极研究的对象,在认识闪电、利用闪电方面取得了长足的进步. 对闪电的研究往往是从一些与之有关的光学现象开始着手的,虽然闪电的发生频率很高,在全球范围内,平均每秒发生 100 多次左右,但是由于单个闪电的持续时间极短,另外还由于大气的散射、折射等因素的影响,一些与闪电有关的大气光学现象在地面上很难被观测到,如经常发生在 50—90 km 处的红色的“sprites”现象 (中文意思为“幽灵”,它起先是在航天飞机上被观测到的,在地面上用肉眼偶尔也能看到,持续时间约 10 ms,由于不知道发生这种现象的物理本质,故起了个奇怪的名字^[1]). 直到 20 世纪 90 年代, CCD 和光学分辨率极高的照相机被使用,人们才首次在地面上拍摄到了它的图像^[2]. 在以后的进一步研究中^[3],发现暂态的 QE 电场是这种现象的源,主要是大气中 N_2 被激发而引起的,它才得到比较合理的解释.

雷暴云准静电场是由于雷暴云电荷突然对地放电后形成的,存在的时间极短,但可以一直伸展到电离层的高度,电子在此 QE 场的作用下被加速,将对电离层环境,特别是夜间低电离层产生显著的扰动,从而会对在地球-低电离层“波导”中传播的 VLF 波产生很大的影响. 在雷暴云上方的试验中,已经得到了证实^{[4],[5]}. 因此,频繁发生的雷暴云准静电场对低电离层产生的扰动是一个很有意义的研究领域. Pasko 等^[6]用 QE 场解释了

2001-11-05 收到原稿, 2002-05-07 收到修定稿

“sprites”现象, 用经验公式计算了低电离层中的电子在 QE 场作用下引起的电离和分子的光学激发, 但他们的计算是通过实验数据拟合而成的, 并没有考虑电子在 QE 场中的动力学过程. 本文用简化的点电荷模型, 计算 QE 电场随高度的分布, 具体考虑电子在 QE 场中的动力学行为, 通过对 Boltzmann 方程数值求解, 直接得到电离和附着频率, 并计算夜间低电离层电子数密度的扰动, 将计算结果与文献作比较和分析.

2 点电荷模型与 QE 电场

雷暴云电荷经过一段时间积累后, 正负电荷逐渐分离, 正电荷一般积累在云的上部, 负电荷则在下部, 形成一个大的偶极子. 由于偶极子形成的时间 (τ_f 约为秒的量级) 较静电场的弛豫时间 ($\tau_s = \epsilon_0/\sigma$, 约为几毫秒到几十毫秒, ϵ_0 为真空介电常数, σ 为电导率) 大, 另外地球上空是导体, 而且电导率随高度呈指数增加, 因此, 在雷暴云的上空, 特别是在 70—90 km 这些比较高的高度上, $\tau_f \gg \tau_s$, 这些区域则被静电屏蔽起来. 放电之前, 在这些高度上电场应该趋于一个较小的稳定值. 一旦雷暴云对地放电, 由于放电的时间极短 (约为 1 毫秒), 则屏蔽的区域静电平衡被打破, 剩余电荷将产生静电场, 一直延伸到电离层高度, 且随时间指数衰减, 这个电场就是 QE 电场 [6].

雷暴云的放电形式有多种, 有正电荷被转移的云对地的放电 +CQ、负电荷被转移的云对地的放电 -CQ、以及云之间的放电 IC. 云对地快速放电完毕后, 在不同高度上, QE 电场的大小就等于在放电的同一位置上“置换”了一个等量的异性电荷所产生的电场. 另外, 常常把地面看成良导体, 因此 QE 场还必须考虑“置换”电荷的象电荷的作用. Pasko [6] 指出 QE 场的大小只与被转移电荷的多少和高度有关. 我们这里就简化为一个点电荷模型, 用库仑定律简单地计算 QE 场在不同高度上的分布. 研究表明 [7] “sprites”是 +CQ 产生的, 这里也就只考虑正电荷被转移的情况. 根据上面介绍的模型, 计算公式和参数如下:

$$E_z = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0(z-z_0)^2}, \quad (1)$$

$$E'_z = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0(z+z_0)^2}, \quad (2)$$

$$E_0 = E_z + E'_z, \quad (3)$$

$$E_{QE} = E_0 e^{-(t-z/c)/\tau_s}, \quad (4)$$

$$E_k = 3.2 \times 10^6 N/N_0. \quad (5)$$

其中, Q 为向地面转移的电荷, z_0 为电荷所在的高度, E'_z 为象电荷产生的电场; c 为光速, $\tau_s = \epsilon_0/\sigma$, 其中, $\sigma = 6 \times 10^{-13} e^{z/11} \text{ S/m}$ (取自文献 [8]), z 为高度, 以 km 为单位; E_k 是中性分子的击穿电场 [9], $N_0 = 2.688 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ 为一常数, N 为大气密度, 取自 MSIS90 模式 [10].

在一次 +CQ 放电中一般有几百库仑的正电荷被转移, 高度约为 10 km, 这里我们取 $Q = 250 \text{ C}$, $z_0 = 10 \text{ km}$. 由以上方程所计算的结果示于图 1—4.

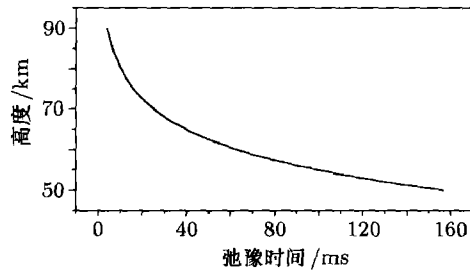


图 1 电场弛豫时间

Fig.1 Electric field relaxation time

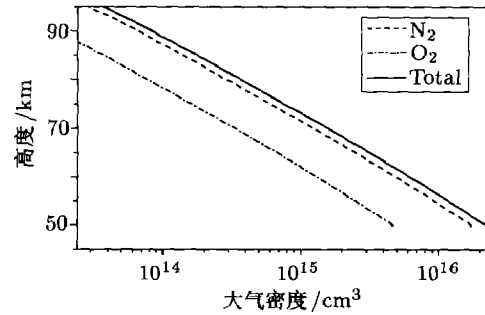


图 2 MSIS90 大气密度

Fig.2 Neutral density profile

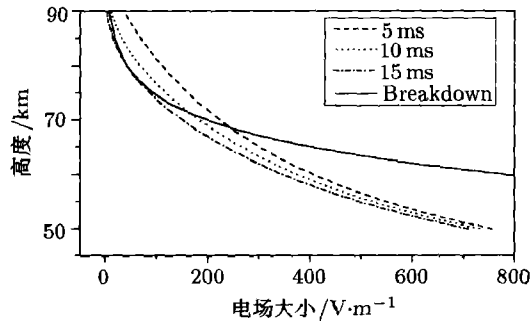


图 3 放电后不同时刻 QE 电场的大小

Fig.3 The profile of amplitude of the QE field at different moment after discharge

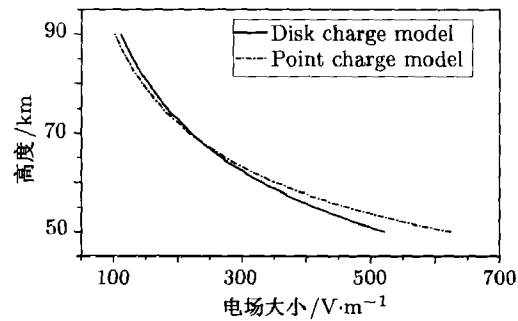


图 4 放电结束瞬间两种模式结果

Fig.4 Two model results at the moment of the discharge completed

从图 1 可以看出, 在 90 km 处, 静电场的弛豫时间约为 4 ms, 在 70 km 处为 30 ms 左右, 它们远小于雷暴云偶极子形成时间, 但又比对电荷对地的放电时间大得多, 这有利于 QE 场的形成. 图 2 为中纬大气夜间分布剖面, 忽略了原子氧的含量, 在后面的计算中假设 N_2 占 80%, O_2 占 20%. 图 3 是 QE 场随高度的分布, 分别计算了放电后 5 ms、10 ms、15 ms 三种情况, 在放电后的 10 ms 内, QE 场大于空气的击穿电场, 电子将被迅速加速到较大速度, 与中性大气碰撞, 引起雪崩电离. 图 4 是点电荷模型和面电荷^[11](电荷在空间为面状分布)模型计算结果, 在我们感兴趣的高度上 (60—90 km), 两者差别不大.

3 Boltzmann 方程数值求解及电子密度扰动计算

Boltzmann 方程只考虑了二体碰撞, 一般而言是不适用于等离子体的, 但是在电离度极低的低电离层, 可以用它来描述电子的动力学行为^[12]. Boltzmann 方程为^[13]

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = J[f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)]. \quad (6)$$

式中 $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ 为电子的分布函数, 电子数密度 $n_e = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}$, 加速度 $\mathbf{a} = \frac{q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})}{m}$, $J[f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)]$ 为碰撞项.

Taranenko 等^[14]曾用球函数微扰展开的方法,在 VLF 波电场的作用下,对 Boltzmann 方程数值求解,用于电离层 D 区,计算电子的二次电离和附着频率以及稳态时电子的平均能量.文献 [13] 介绍了另一种解法,主要是将分布函数用勒让德 (Legendre) 多项式展开,以 E/N 为输入量,数值求解等离子体各种参数. Pitchford^[15] 的解法与此非常类似,但与文献 [13] 的主要不同是:分布函数 Legendre 多项式展开中保留前两项;考虑各种弹性和非弹性碰撞过程;考虑电子对分子的二次电离及其附着作用;用有限差分法对方程离散化,各种气体的碰撞截面取自试验结果.假设电子初始分布为麦克斯韦分布,反复迭代,直到电子分布函数达到稳态为止.

我们的计算主要利用文献 [15] 的算法,主要大气成分为 N_2 和 O_2 ,将 QE 场化为 E/N 的形式作为输入参数,这样做的好处是,同时兼顾了电场的作用和中性成分的影响,而且还减少了方程的输入参数.在低电离层中,碰撞占绝对优势,计算中忽略地磁场的作用,另外,由于 QE 场存在的时间极短,而化学反应则需要较长的时间,因此各种化学反应也能被忽略.将计算的电离频率和附着频率代入方程 (7),可以得到在 QE 电场作用下,低电离层中电子数密度的扰动.方程为

$$\frac{\partial}{\partial t} n_e = (\nu_i - \nu_a) n_e. \quad (7)$$

ν_i 和 ν_a 分别是电离频率和附着频率,它们的计算与中性气体的成分和浓度有关,并由电子随能量的分布即电子的分布函数所决定.公式 $\bar{\varepsilon} = \frac{1}{n_e} \int \frac{1}{2} m_e v^2 f(r, v, t) dv$ 计算电子的平均能量,它将给出电子能量随高度分布的一个大致轮廓.

4 计算结果

由点电荷模型计算的 QE 场,化为 E/N 的形式,作为外加参量输入,对方程 (6) 数值求解,计算电子的平均能量 $\bar{\varepsilon}$ 、电离频率 ν_i 和附着频率 ν_a 随高度的变化,并由方程 (7) 计算夜间低电离层电子数密度的扰动,其中夜间低电离层未扰电子浓度剖面取自文献 [16].

$$n_e(z) = 1.43 \times 10^7 \exp(-0.15z') \cdot \exp[(\beta - 0.15)(z - z')] \text{ cm}^{-3},$$

式中, z 为高度, $z' = 85 \text{ km}$, $\beta = 0.5 \text{ km}^{-1}$. 计算结果见图 5 和图 6.

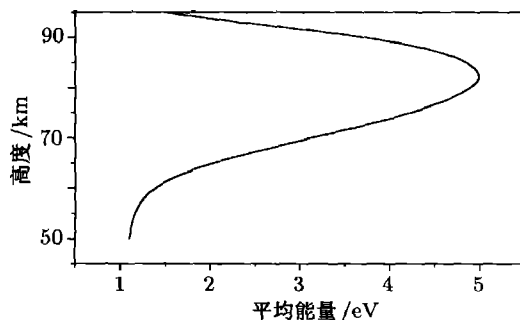


图 5 电子平均能量
Fig.5 Averaged electron energy profile

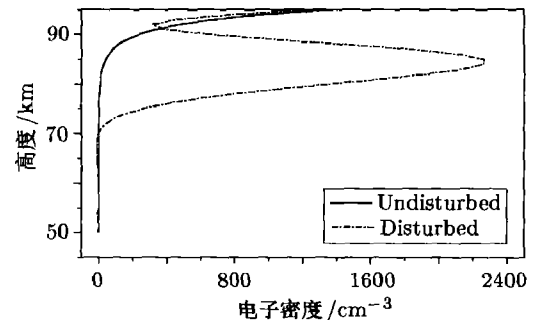


图 6 电子密度扰动
Fig.6 Disturbed density electron profile

图 5 是在 QE 场作用下, 电子的平均能量剖面. 正电荷对地放电后, QE 场主要是剩余负电荷产生的, 方向向下, 电子则向上运动并被加速, 形成高速电子流, 与中性分子相互碰撞, 引起电离和光学激发. 电子的平均能量峰值在 82 km 左右, 大小约为 5 eV. 图 6 为电子数密度随高度的变化. 本文计算的是数密度的峰值变化, 而不是某一时刻的变化, 这是因为不同高度上, QE 场的衰减时间不同, 即电场作用时间的长短不一样. 我们发现, 当 $z < 70$ km 时, 电子的数密度是减少的, 这是因为电子的平均能量较低, 电子的碰撞附着占优, 但是夜间 70 km 以下高度上, 电子的未扰数密度是很小的, 因此这种数密度的绝对变化不明显, 对 VLF 波的传播几乎没有影响. $70 \text{ km} < z < 90 \text{ km}$ 之间, 电子的平均能量增加, 碰撞电离占优势, 峰值变化发生在 82 km 左右, 电子浓度增加了近 3 个数量级, 将降低 VLF 波的反射高度, 增加电波的吸收, 对电波的传播产生很大的影响.

5 结论和讨论

本文用简化的点电荷模型计算了放电后的 QE 大小随高度的分布, 并用动力学方法研究了 QE 场作用下, 夜间低电离层电子浓度的扰动, 有些方面还值得进一步研究. 本文的主要结论如下.

(1) 点电荷模型和面电荷模型在我们感兴趣的 60—90 km 的高度上非常相近.

(2) 闪电回击电流产生的电磁脉冲 (EMP) 对低电离层的电离峰值高度约在 89 km 处, 电子浓度增加约 27%, 多个脉冲作用最大增加 3—4 倍^[14], 而我们计算的 QE 场对电离层的最大电离约在 82 km 处, 浓度增加约 3 个数量级, 由此可见, QE 场对电离层的影响比 EMP 的大得多, 这与文 [6] 的结果相似, 只是峰值高度略有不同.

(3) 在本文的计算中, 电导率假设为一常数, 由于存在电子温度和数密度的变化, 电导率应该随时间变化, 但是 QE 场作用时间很短, 对结果影响不大.

(4) 我们计算的电离频率、附着频率和电子的平均能量都是 E/N 的函数, 由于大气密度在同一高度上随日夜、季节、经纬度有不同的分布, 而且还受“重力波”和太阳活动的影响, 因此所计算的结果将有一定的波动.

(5) 虽然和面电荷模型相比较, 计算结果很相似, 但是它们都只考虑了地面边界条件, 而忽略了电离层边界的影响, 因此这两个模型都需要进一步完善, 另外, 观测到“sprites”现象有多种空间结构, 如胡萝卜形 (carrot form)、圆柱形 (columniform) 等^[17], 这需要考考虑三维电场.

(6) 虽然 QE 场对夜间低电离层产生很大的密度扰动, 但是由于 QE 场的作用时间很短, 因此这种电离作用效果也很短, 电子浓度在较短的时间内将恢复到正常值, 具体的恢复时标与各自的高度相关, 这样就给实验带来很大的困难, 因此正确评价它们对电离层产生的效果, 需要在雷暴定位技术等方面做更大的提高.

参 考 文 献

- [1] Sentman D D, Wescott E M, Osborne D L *et al.* Preliminary results from the Sprite94 campaign: red sprites. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:1205—1208
- [2] Rairden R L, Mende S B. Time resolved sprite imagery. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:3465—3468
- [3] Pasko V P, Inan U S, Bell T F. Sprites as luminous columns of ionization produced by quasi-electrostatic thundercloud fields. *Geophys. Res. Lett.*, 1996, **23**:649—652
- [4] Inan U S, Shafer D C, Yip W Y *et al.* Subionospheric VLF signatures of nighttime D-region perturbations in the vicinity of lightning discharges. *J. Geophys. Res.*, 1988, **93**:11 455—11 472
- [5] Inan U S, Bell T F, Pasko V P *et al.* VLF signature of ionospheric disturbances associated with sprites. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:3461—3464
- [6] Pasko V P, Inan U S, Taranenko Y N *et al.* Heating, ionization and upward discharges in the thundercloud fields. *Geophys. Res. Lett.*, 1995, **22**:365—368
- [7] Boccippio D J, Williams E R, Heckman S J *et al.* Sprites, ELF transients, and positive ground strokes. *Science*, 1995, **169**:1088—1091
- [8] Holzworth R H, Kelley M C, Siefring C L *et al.* Electrical measurements in the atmosphere and the ionosphere over an active thunderstorm, 2, direct current electric fields and conductivity. *J. Geophys. Res.*, 1985, **90**:9824—9830
- [9] Pasko V P, Inan U S, Bell T F. Sprites produced by quasi-electrostatic heating and ionization in the lower ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 1997, **102**:4529—4561
- [10] Hedin A E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 1991, **96**:1159—1172
- [11] Marshall T C. Electric field measurements above mesoscale convective systems. *J. Geophys. Res.*, 1996, **101**:6979—6996
- [12] Gurevich A V. *Nonlinear Phenomena in the Ionosphere*. Berlin: Springer-Verlag, 1978
- [13] Pitchford L C, Oneil S V, Rumble J R. Extended Boltzmann analysis of electron swarm experiments. *Phys. Rev. A*, 1981, **23**:294—304
- [14] Taranenko Y N, Inan U S, Bell T F. Interaction with the lower ionosphere of electromagnetic pulse from lightning: heating, attachment and ionization. *Geophys. Res. Lett.*, 1993, **20**:1539—1542
- [15] Pitchford L C, Boeuf J P, Morgan W L. In: *Proc. IEEE Intern. Conf. Plasma Sci.*, Boston, MA, USA, 1996
- [16] Cummer S A, Inan U S, Bell T F. Ionospheric D region remote sensing using VLF radio atmospherics. *Radio Sci.*, 1998, **33**:1781—1792
- [17] Williams E R. The positive charge reservoir for sprite-producing lightning. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 1998, **60**:689—692

THUNDERSTORM QUASI-ELECTROSTATIC (QE) FIELD AND THE IONIZATION OF NIGHTTIME LOWER IONOSPHERE

HUANG Wengeng GU Shifen

(Center for Space Science and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract

Lightning plays an important role not only in the global circuit, but also in the coupling of troposphere-mesosphere-lower ionosphere. It is responsible for some optical phenomena occurring in the upper atmosphere, such as 'sprites', which occur above thunderstorms at altitudes typically ranging from 50 to 90 km. In this paper, a simple point charge model is used to calculate the dependence of amplitude of quasi-electrostatic field on altitude after the thunderstorm discharge completed. By comparison with the disk charge model, we find the point charge model is in good agreement with the former. Since the upper ionospheric boundary are ignored in both models, the calculated thunderstorm QE field is an approximate results. Using the ratio of the electric field to the total atmospheric neutral density as the input parameter, with some reasonable assumption, the Boltzmann equation is solved numerically to decide the disturbance in nighttime lower ionosphere. The results show that the QE field could be greater than the breakdown electric field of the neutral atmosphere between about 70—90 km, within about 10 ms, which can produce the avalanche ionization of neutrals. As a result, the electron density increases dramatically in these regions. Because the effective time of QE field in ionosphere is very short, the enhancement of electron density will be transient, and the nighttime lower ionospheric disturbance will be recovered to the normal level in a short time. The recovery time depends on the ionospheric altitude due to the different conductivity at different heights in the lower ionosphere.

Key words Quasi-electrostatic field, Ionosphere, Ionization