



闪电M分量光谱特征及通道温度和电子密度特性

王雪娟 许伟群 王海通 杨静 袁萍 张其林 化乐彦 张袁瞰

Spectral features, temperature and electron density properties of lightning M-component

Wang Xue-Juan Xu Wei-Qun Wang Hai-Tong Yang Jing Yuan Ping Zhang Qi-Lin Hua Le-Yan
Zhang Yuan-Kan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 70, 099202 (2021) DOI: 10.7498/aps.70.20201875

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201875>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

飞秒激光成丝诱导Cu等离子体的温度和电子密度

Temperature and electron density in femtosecond filament-induced Cu plasma

物理学报. 2017, 66(11): 115201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.115201>

激光诱导氮气等离子体时间分辨光谱研究及温度和电子密度测量

Time-resolved spectra and measurements of temperature and electron density of laser induced nitrogen plasma

物理学报. 2017, 66(9): 095201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.095201>

微波瑞利散射法测定空气电火花激波等离子体射流的时变电子密度

Measurement of time-varying electron density of air spark shock wave plasma jet by the method of microwave Rayleigh scattering

物理学报. 2020, 69(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191909>

超短脉冲激光与微小水滴相互作用中电子密度和光场的时空分布

Spatiotemporal distributions of plasma and optical field during the interaction between ultra-short laser pulses and water nanodroplets

物理学报. 2017, 66(12): 127801 <https://doi.org/10.7498/aps.66.127801>

M型少模光纤中模间受激布里渊散射特性及其温度和应变传感特性

Inter-mode stimulated Brillouin scattering and simultaneous temperature and strain sensing in M-shaped few-mode fiber

物理学报. 2020, 69(11): 114203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200103>

闪电双向先导理论及观测:极性不对称、不稳定及间歇性

Theory and observation of bidirectional leader of lightning: Polarity asymmetry, instability, and intermittency

物理学报. 2018, 67(20): 205201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181079>

闪电 M 分量光谱特征及通道温度和电子密度特性*

王雪娟^{1)2)†} 许伟群¹⁾ 王海通¹⁾ 杨静²⁾ 袁萍³⁾
张其林¹⁾ 化乐彦¹⁾ 张袁瞰¹⁾

1) (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开放实验室, 南京 210044)

2) (中国科学院大气物理研究所, 中层大气和全球环境探测重点实验室, 北京 100029)

3) (西北师范大学物理与电子工程学院, 甘肃省原子分子物理与功能材料重点实验室, 兰州 730070)

(2020 年 11 月 7 日收到; 2020 年 12 月 28 日收到修改稿)

利用无狭缝光栅摄谱仪记录的一次闪电首次回击后 3 个 M 分量的光谱资料, 分析了其光谱特征. 并结合等离子体理论, 首次计算了闪电 M 分量内部核心通道和周围电晕层通道的温度和电子密度. 研究了这两个物理量沿通道的变化特性, 并与相应回击放电进行了对比. 结果表明: 闪电 M 分量的光谱特征相比回击的光谱特征有明显差异, M 分量通道的光辐射主要来自红外波段的光谱线. M 分量放电过程中内部电流核心通道的温度可达 40000 K, 电子密度数量级为 10^{18} cm^{-3} . 周围电晕层通道的温度为 20000 K 左右, 电子密度比核心通道的电子密度小一个数量级. M 分量内部核心通道的温度随通道高度的增加而减小, 周围电晕层通道的温度随通道高度的增加而增大. 在内部核心通道, 电子密度随高度基本保持不变. 在周围电晕层通道, 通道顶端光强明显增大的两个 M 分量其电子密度随通道高度的增加而增大, 顶端光强增加较弱的 M 分量其电子密度随通道高度基本保持不变. 而相应的回击放电, 其内部电流核心通道和外围电晕层通道的温度均随通道高度的增加而增大, 电子密度均沿通道基本保持不变.

关键词: 闪电 M 分量, 核心通道, 电晕层, 温度和电子密度

PACS: 92.60.Pw, 52.80.Mg, 92.60.-e

DOI: 10.7498/aps.70.20201875

1 引言

M 分量是闪电放电过程中的一个重要子物理过程. 它是闪电将云中电荷转移到地面的三种过程 (先导-回击、连续电流和 M 分量) 之一, 是雷电物理研究领域的重要内容. Malan 和 Collens^[1] 于

20 世纪 30 年代, 首次发现在闪电回击之后的连续电流阶段, 通道持续放电过程中原本发光微弱的通道, 其亮度有时会突然增强, 后来研究者们把这一现象命名为 M 分量. M 分量通常是叠加在连续电流过程上的脉冲放电, 它会使原来缓慢变化的连续电流的电场发生突变. 因此, 另一种 M 分量的描述是指闪电连续电流过程中电流的扰动或暂

* 江苏省自然科学基金 (批准号: BK20180805)、国家自然科学基金 (批准号: 42005065)、南京信息工程大学人才启动基金 (批准号: 2017r065)、中国科学院中层大气和全球环境探测重点实验室 (LAGEO) 开放课题 (批准号: LAGEO-2019-07)、中国气象科学院灾害天气国家重点实验室开放课题 (批准号: 2020LASW-B14) 和南京信息工程大学大学生创新项目 (批准号: 201910300133Y) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: wxj@nuist.edu.cn

态增强^[2,3].

自闪电 M 分量被发现以来, 国内外学者对它的波形特征、电流幅值、转移电荷量、通道发光等进行了相关研究和报道. 如 Jordan 等^[4]报道了 M 分量光强随时间的波形与相应回击的波形明显不同, M 分量光强随时间的波形呈近似对称结构, 并随通道高度的增加其波形结构和幅值变化很小, 而回击的光强随通道高度的增加明显减小. Thottappillil 等^[5]报道在电流资料上, M 分量表现为一个对称的电流脉冲波形, 其波形在上升时间和持续时间上均与回击过程有明显差别. Rakov 等^[6]报道在电场资料上, M 分量表现为电场波形的钩状特征, 并随距离的增加, M 分量电场随距离的衰减不明显, 而回击电场明显衰减. Qie 等^[6]报道了人工触发闪电中 63 次 M 分量的电流幅值、持续时间、转移电荷量的几何平均值分别为 276 A, 1.21 ms, 101 mC. 肖桐等^[7]报道了人工触发闪电 M 分量电磁场和电流在峰值幅度上具有显著的相关性, 几何形状也较一致. 吕伟涛等^[8]和孔祥贞等^[9]通过分析高速摄像资料对 M 分量的通道亮度特征也进行了报道. 近年来, 随着观测手段的提升和研究的深入, 研究人员也发现了千安量级的大幅值 M 分量. 其强度和较弱的回击相当, 部分 M 分量的幅值超过 5 kA, 上升时间低于 2 μs , 波形接近较小的继后回击. 蒋如斌等^[10]报道了 6 次幅值达到几千安量级的人工触发闪电 M 分量, 给出了波形统计特征 (幅值为 3.8—7.0 kA, 上升时间为 12—72 μs). 且通过物理模型的反演计算, 认为该类 M 分量和通常的 M 分量有不同的物理机制, 其产生与闪电通道的状态有一定关系. 由上可以看出, 目前对 M 分量的相关研究主要是对其宏观放电和发光特征的研究, 对其通道内部微观发光信息和物理特性等的研究还很缺乏, 并且现有对 M 分量光谱特征的观测研究也非常少.

本文利用无狭缝高速摄谱仪记录的一次闪电首次回击后 3 个 M 分量的光谱资料, 分析其光谱特征. 计算 M 分量放电中间核心通道和周围电晕层通道的温度和电子密度. 研究这两个物理参量随通道高度的变化特性, 并与相应回击的光谱特征与放电通道的参数进行对比分析. 为深入揭示闪电 M 分量微观物理过程和发生机制提供一定参考和依据.

2 理论方法

2.1 基本假设

闪电放电电流通常在几微秒内达到几十千安^[6], 可瞬间将闪电通道加热至气体分子被高度电离, 使整个放电通道成为一个等离子体通道^[11]. 对闪电等离子体光谱的分析需要基于两个基本假设:

1) 通道是光学薄的. Uman 和 Orville^[12]已分析得出, 闪电光谱中的 NII, OII, NI, OI 和 H_α 谱线满足光学薄条件.

2) 通道满足局部热力学平衡条件. Uman^[13]指出闪电回击通道达到热平衡的时间为 0.01 μs 量级, 故闪电通道满足局部热力学平衡.

2.2 通道温度

基于以上基本假设, 选取同一元素同一电离度的多条谱线, 如闪电光谱中的主要发射谱线 NI, OI, NII 和 OII 谱线等, 可通过下式来计算通道温度^[11]:

$$\ln\left(\frac{I\lambda}{gA}\right) = -\frac{1}{kT}E + c, \quad (1)$$

式中, c 为常数; I 表示谱线强度; λ 表示谱线波长; g , A , E 和 k 分别表示统计权重、跃迁概率、上激发能和玻尔兹曼常数.

2.3 电子密度

电子密度是反映等离子体的重要特性参数. 谱线的 Stark 加宽是研究闪电放电通道电子密度的有效方法, 谱线 Stark 加宽的半经验公式为^[14]

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\omega\left(\frac{N_e}{10^{16}}\right), \quad (2)$$

式中, $\Delta\lambda_{1/2}$ 为谱线的半高全宽, N_e 为电子密度, ω 为加宽参数.

3 资料分析

分析资料来源于无狭缝高速摄谱仪在中国青海记录到的一次负地闪首次回击后伴随的长连续电流过程上叠加的 3 个 M 分量^[15,16]. 摄谱仪的拍摄速率为 6500 帧/秒 (fps), 分辨率为 1280 \times 400. 由光声差可推测出该闪电的观测距离约为 1.5 km. 图 1 给出了整个过程的原始发光图片. 为了方便,

将回击 R 发生的时间定义为 0 ms. 回击 R 前的先导只记录了两张图片, 发生时刻分别为 -2.618 ms 和 -2.464 ms. 根据回击通道的分支方向可判断回击前的先导为下行先导. 由图 1 可以看出, 在 -2.464 ms 时, 先导通道明显短于在 -2.618 ms 时的先导通道, 且发光也较弱. 另外, 先导与回击 R 之间的时间间隔大于 2 ms. 这均不同于一般的负地闪.

图 1 中回击 R 之后, 原通道分支消失, 伴随有一个持续时间大约为 2.464 ms 的长连续电流过程, 并在连续电流过程上叠加有 3 个 M 分量, 分别用 M1, M2, M3 表示. 对应时刻分别为 0.154, 0.770 和 1.386 ms. M1 与 M2, M2 与 M3 之间的时间间隔均为 0.616 ms. M1 和 M2 对应的通道亮度明显大于回击 R 的通道亮度. M1, M2 通道顶端的径向发光范围和发光亮度明显大于通道底端的径向发光范围和发光亮度.

为进一步比较分析 M 分量和回击的发光特性, 图 2 给出了回击 R 与 M1, M2, M3 的原始光谱, 波长范围为 400—1000 nm. 图 2 中每一张图片的右侧和左侧分别对应零级光谱和一级光谱. 零级光谱即反映闪电放电的原始通道. 将 R, M1, M2, M3 的一级原始光谱图片转化为对应通道某一高度位置处的谱线图, 如图 3 所示.

由图 2 和图 3 可以看出, M1, M2, M3 与回击 R 的光谱结构大体相似, 谱线组成基本相同. 在可见范围内, 光谱线主要为激发能较高的一次电离的 NII 离子线 (20—30 eV). 在红外波段, 光谱线则主要为激发能较低的中性 NI 和 OI 原子线 (10—14 eV). 比较回击 R 和 3 个 M 分量的各谱线强度, 可以发现, M1, M2, M3 在可见波段的离子线强度明显小于回击 R 在可见波段的离子线强度. 并在 M1, M2, M3 的整个发射光谱中, 可见波段的离子

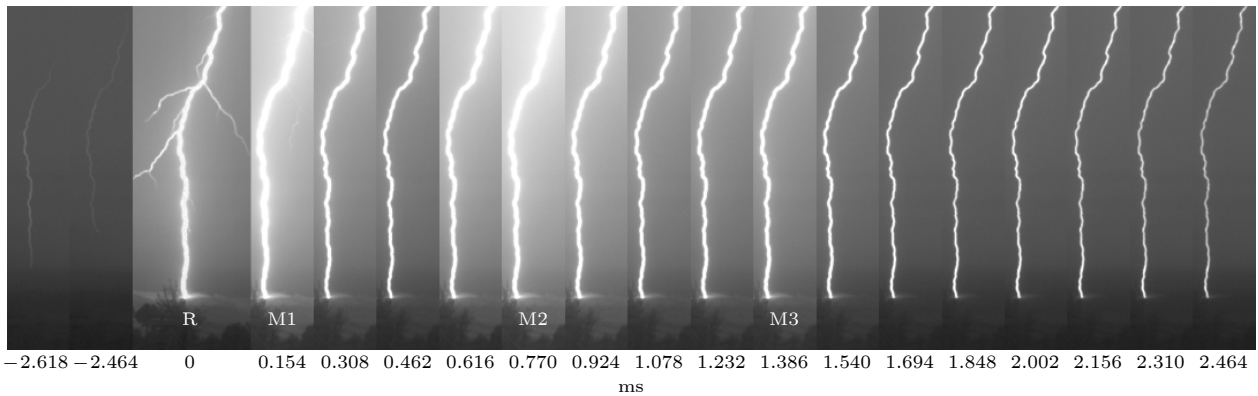


图 1 回击和 M 分量的原始发光通道

Fig. 1. Original channels of lightning return stroke and M-components.

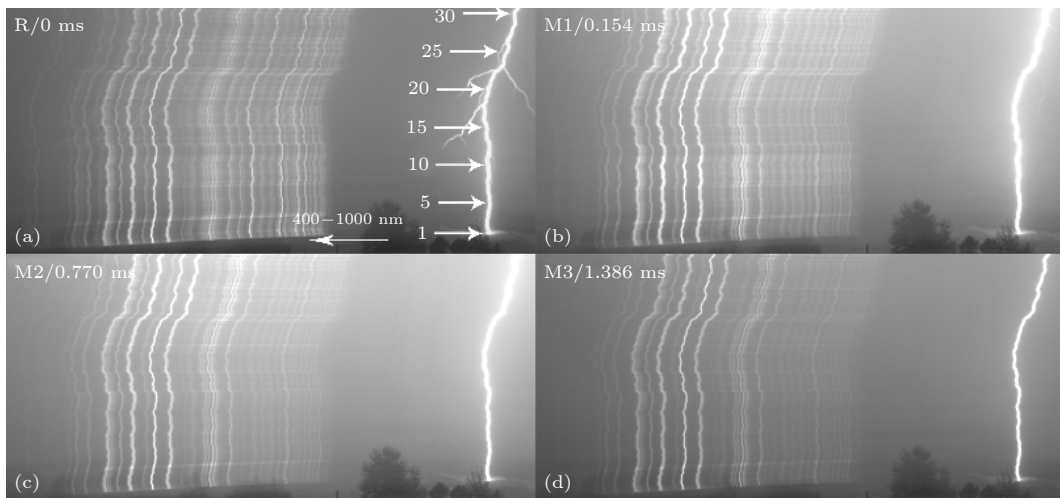


图 2 回击 R 和 M1, M2, M3 的原始光谱

Fig. 2. Original spectrum of R, M1, M2 and M3.

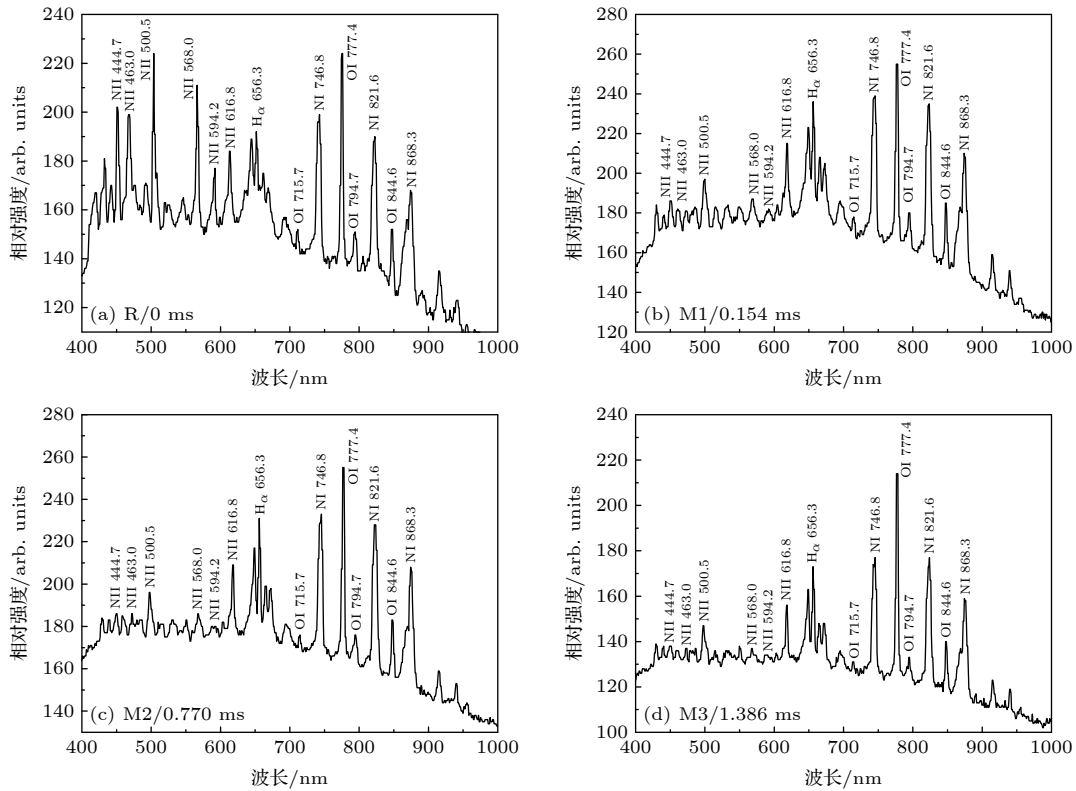


图 3 回击 R 和 M1, M2, M3 对应通道某一高度处的谱线图
 Fig. 3. Spectrum of R, M1, M2 and M3 at a given height of the channels.

线强度明显小于其红外波段的原子线强度. 由此可得, 对于 M 分量放电过程, 其通道发光主要来自红外波段的光辐射. 该结论对闪电的光学监测等工作具有重要的指导意义. 例如, 利用光学观测研究闪电 M 分量的放电过程时, 所选观测仪器设备的感光范围是非常重要的考虑因素.

由于闪电放电通道由两部分组成^[17–20], 中间是直径为厘米量级的电流核心通道, 周围是直径为米量级的电晕层通道. 具有较高激发能的 NII 辐射主要来自中间的电流核心通道, 具有较低激发能的 NI 和 OI 辐射主要来自周围的电晕层通道^[12,18–25]. 因此, 结合等离子体理论, 利用 NII 线计算可得到反映闪电内部电流核心通道的物理特性参数, 利用 NI 或 OI 线计算可得到反映周围电晕层通道的物理特性参数. 本文根据 NII 463.0, 500.5, 568.0 和 594.2 nm 谱线的强度和跃迁参数, 利用 (1) 式计算得到了 M 分量和回击两种放电过程电流核心通道的温度; 根据 OI 715.7, 777.4, 794.7 和 844.6 nm 谱线的强度和相应的跃迁参数, 利用 (1) 式计算得到了 M 分量和回击放电过程周围电晕层通道的温度. 另外, 根据谱线轮廓选取了 NII 444.7 nm 和 OI 777.4 nm 两条谱线, 由它们的

加宽利用 (2) 式分别计算得到了两种放电过程内部核心通道和周围电晕层通道的电子密度. 这里计算用到的谱线 OI 777.4 nm 是实现星载闪电探测和定位系统的首选谱线^[26].

在同一放电通道的不同位置, 其各物理参数会有所不同. 为分析 M 分量放电通道的温度和电子密度随通道高度的变化规律, 在 R, M1, M2, M3 的通道底端到顶端均匀选取了 30 个位置, 部分位置标记在图 2(a) 中.

图 4 给出了 R 与 M1, M2, M3 核心通道温度 T_{core} 沿通道高度的变化. 可以发现: 回击 R 内部核心通道的温度随通道高度的增加呈增加的趋势, M1, M2, M3 内部核心通道的温度随通道高度的增加明显呈减小的趋势. 对于一般下行负地闪, 其回击放电核心通道中由 NII 线计算得到的温度随通道高度的增加呈减小的趋势^[27]. 由于下行负地闪回击放电时, 纵向电流在核心通道内由通道底端向上传输, 加上电流的积累效应, 所以核心通道底端的温度大于顶端的温度. 本工作中由 NII 离子线计算的回击 R 核心通道的温度随通道高度的增加而增加, 与一般的负地闪回击核心通道温度的变化规律相反. 这可能与回击 R 前先导的传输特性相关. 由

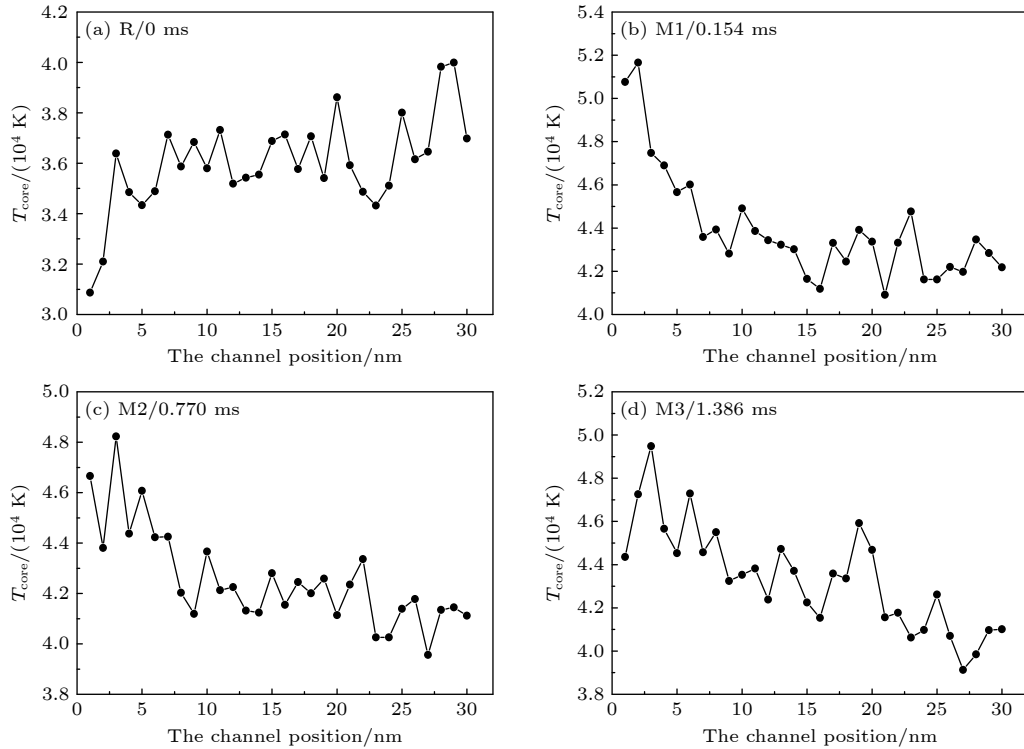


图 4 R, M1, M2, M3 核心通道的温度沿通道的变化

Fig. 4. Variations of the temperatures along the core channel for R, M1, M2 and M3.

图 1 明显看出, 相比在 -2.618 ms 时的先导图片, 在 -2.464 ms 时, 先导只在通道上部进行了传输, 未向下传输, 这意味着此时先导只加热了通道上部. 这可能是导致后续回击 R 核心通道温度在顶端较高的一个重要原因. 此外, 3 个 M 分量核心通道的温度随通道高度的增加而减小, 与一般通常的负地闪回击核心通道温度的变化规律相同. 并且这 3 个 M 分量核心通道内温度沿通道的变化与 Wang 等^[16] 报道的此 3 个 M 分量的离子线总强度沿通道的变化规律一致.

图 5 给出了 R, M1, M2, M3 核心通道内电子密度 $n_{e,core}$ 随通道高度的变化. 可以看出: 回击 R 与 M1, M2, M3 核心通道的电子密度均沿通道基本保持不变. 这与一般没有伴随连续电流过程下行负地闪的研究结果有所不同. 对于一般没有伴随连续电流过程的下行负地闪回击, 核心通道的电子密度随通道高度的增加而减小^[28]. 此闪电回击 R 后伴随有长连续电流过程, 并且 M 分量是沿着回击已形成的通道传输, 所以 M1, M2, M3 和回击 R 的电子密度沿通道的传输特性基本相似. 另外, 回击 R 核心通道内的电子密度沿通道保持不变, 可能也与回击前先导的传输特性相关.

图 4 中 R, M1, M2, M3 核心通道温度的平均值分别为 36040, 43940, 42560 和 43350 K. 图 5 中 R, M1, M2, M3 核心通道电子密度的平均值分别为 3.51×10^{18} , 6.56×10^{18} , 5.52×10^{18} 和 $5.49 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Orville^[21] 报道闪电回击通道的峰值温度最高可达到 36000 K, 电子密度约为 10^{18} cm^{-3} 的数量级, 与图 4 和图 5 中利用 NII 离子线计算得到的回击 R 核心通道的温度和电子密度结果比较接近. M1, M2, M3 核心通道的温度和电子密度的平均值均高于相应回击 R 核心通道的温度和电子密度的平均值. 这是因为温度与电流的时间积分有关, 即温度不仅与电流大小有关, 还与电流作用时间有关. 在回击 R 过后的连续电流阶段, 由于电流的持续加热作用, M 分量过程的温度整体比回击时刻的温度高. 并且由于通道持续向地面转移电荷, M 分量放电通道的电子密度也会较高.

图 6 给出了 R, M1, M2, M3 外围电晕层通道温度 T_{corona} 沿通道的变化. 可以看出: 回击 R 和 M1, M2, M3 外围电晕层通道的温度都随通道高度的增加而增大. 依据闪电电晕层通道的动力学原理^[18-20], 电晕层通道是由沉积在核心通道中的电荷产生超过击穿电场阈值的径向电场, 使得电荷沿径向运

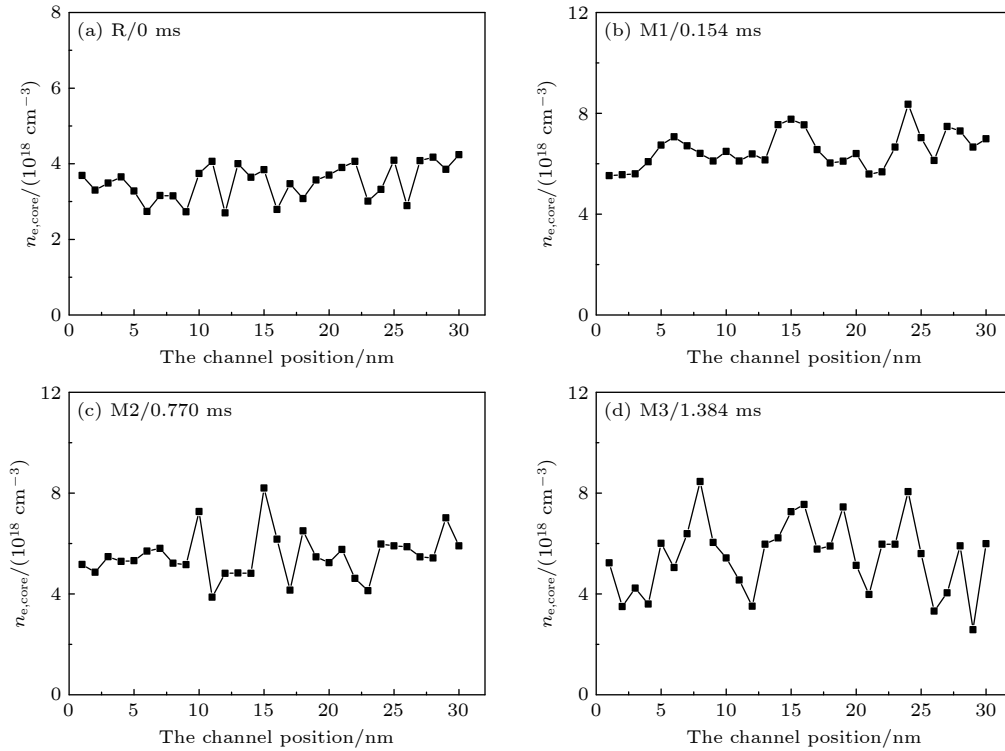


图 5 R, M1, M2, M3 核心电流通道的电子密度随通道的变化

Fig. 5. Variations of the electron densities along the core channel for R, M1, M2 and M3.

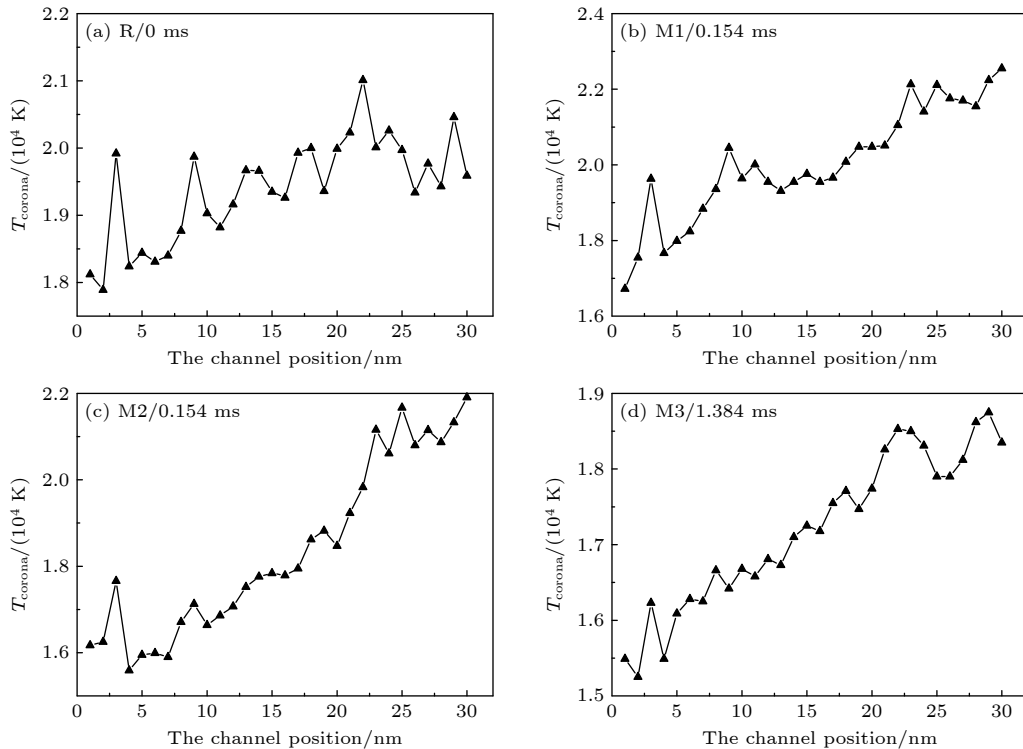


图 6 R, M1, M2, M3 电晕层通道的温度随通道高度的变化

Fig. 6. Variations of the temperatures along the outer corona channel for R, M1, M2 and M3.

动, 向外扩展形成的. 由于此闪电存在长连续电流, 云中储存有大量电荷, 这些云中储存的电荷不断从核心通道向下运动, 并向外移动形成电晕层通道,

同时形成电晕电流, 加上电流的累积效应, 导致 R, M1, M2, M3 电晕层通道的温度在顶端较大. 这与图 6 所得的结果一致. 另外, 这 3 个 M 分量外围电

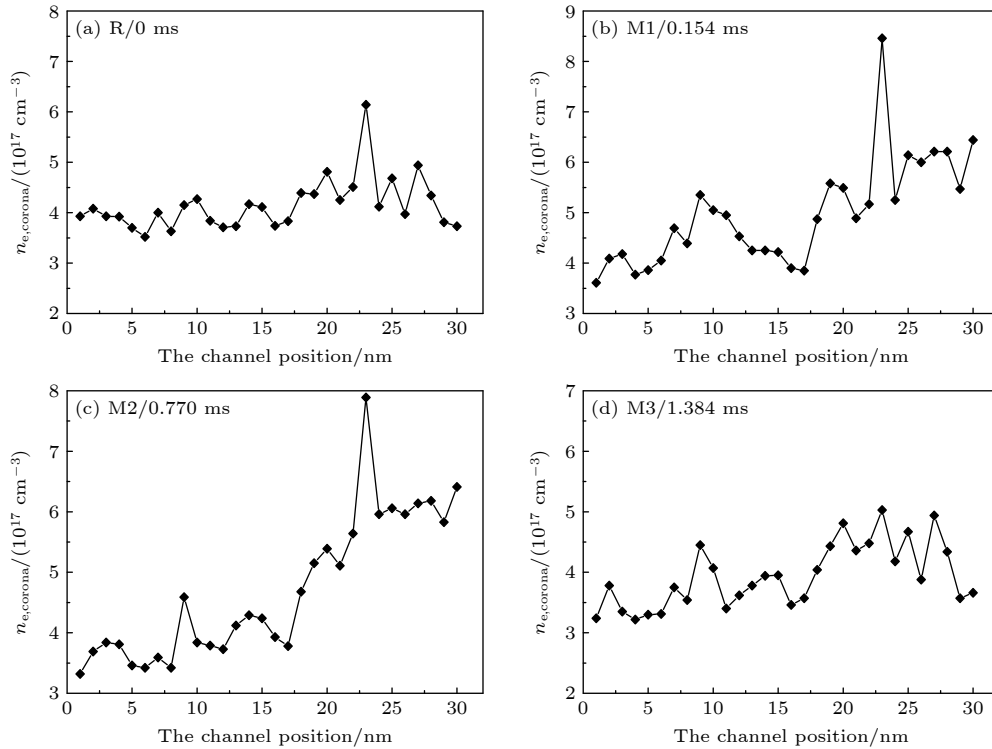


图 7 R, M1, M2, M3 电晕层通道的电子密度随通道高度的变化

Fig. 7. Variations of the electron densities along the outer corona channel for R, M1, M2 and M3.

晕层通道温度沿通道的变化与它们光谱总强度沿通道的变化规律一致^[16].

图 7 给出了 R, M1, M2, M3 外围电晕层通道的电子密度 $n_{e,corona}$ 沿通道的变化. 可以看出: 回击 R 和 M3 电晕层通道的电子密度随通道高度的增加没有明显变化. M1 和 M2 电晕层通道的电子密度随通道高度的增加而增大. 这与它们电晕通道内电流的大小相关. 由图 1 和图 2 也可以看出, M1 和 M2 通道顶端的发光明显强于回击 R 和 M3 通道顶端的发光.

图 6 中 R, M1, M2, M3 外围电晕层通道温度的平均值分别为 19410, 20050, 18380 和 17210 K. 图 7 中 R, M1, M2, M3 外围电晕层通道电子密度的平均值分别为 4.14×10^{17} , 4.97×10^{17} , 4.71×10^{17} 和 $3.94 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 明显低于图 4 与图 5 中相应核心通道的温度和电子密度. R, M1, M2, M3 外围电晕层通道的温度比各自内部核心通道的温度分别低 16630, 23890, 24180 和 26140 K. 电子密度在外围电晕层通道比在核心通道低了一个数量级.

Orville 和 Henderson^[29] 依据中性原子线 OI 777.4/794.7 nm 和 OI 844.7/794.7 nm, 利用二谱线法计算得到温度约 13000—17000 K. Weidman

等^[30] 根据 NI 868.0/1011.3 nm 推算得到人工触发闪电的通道温度为 16000 K 左右. 以上与图 6 中利用 OI 的多谱线法得到的 R, M1, M2, M3 电晕层通道温度的平均值 17210—20050 K 比较接近. 由于早期的报道结果都是利用二谱线法, 比较而言, 利用多谱线法的计算结果应当更加可靠^[31].

Mu 等^[14] 研究了没有伴随连续电流和 M 分量过程的一般负地闪回击, 发现其周围电晕层通道的温度比内部核心通道的温度低 4000—5000 K. 而此闪电回击 R, 由于其先导的特殊性, 导致核心通道内的温度较高, 比周围电晕层通道的温度高 16630 K. 由于电流的持续作用, M1, M2, M3 的核心通道温度与周围电晕层通道温度的差值相比回击更高, 分别为 23890, 24180 和 26140 K. 核心通道的能量沿径向的传输是外围通道发光的主要原因, 所以通道温度沿径向应逐渐降低. 早期关于闪电光谱的工作由于无法同时记录到可见和红外波段的光谱, 关于通道温度沿径向分布的报道非常少, 这方面还需要进一步深入的探究.

4 结 论

依据无狭缝光栅摄谱仪记录的一次闪电首次

回击后 3 个 M 分量的光谱资料, 计算的 M 分量核心通道的温度平均值为 42560—43940 K, 电子密度平均值为 $5.49\text{--}6.56 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 电晕层通道的温度平均值为 17210—20050 K, 电子密度平均值为 $3.94\text{--}4.97 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 计算的相应回击核心通道的温度平均值为 36040 K, 电子密度平均值为 $3.51 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. 电晕层通道的温度平均值为 19410 K, 电子密度平均值为 $4.14 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. 回击核心通道的温度和电子密度低于 M 分量核心通道的温度和电子密度. 并且回击 R 核心通道的温度随通道高度的增加而增大, 而 3 个 M 分量核心通道的温度随通道高度的增加而减小. 回击 R 和 3 个 M 分量核心通道的电子密度沿通道均基本保持不变. 在外围电晕层通道, 回击 R 和 3 个 M 分量的温度都随通道高度的增加而增大. 而电子密度, M1 和 M2 随通道高度的增加而增大, 回击 R 和 M3 随通道高度的增加没有明显的变化.

参考文献

- [1] Malan D J, Collens H 1937 *J. Proc. R. Soc. Lond, A, Math. Phys. Sci.* **162** 175
- [2] Fisher R J, Schnetzer G H 1993 *J. Geophys. Res.* **98** 22887
- [3] Thottappillil R, Goldberg J D, Rakov V A, Uman M A, Fisher R J, George H S 1995 *J. Geophys. Res.* **100** 25711
- [4] Jordan D M, Idone V P, Orville R E, Rakov V A, Uman M A 1995 *J. Geophys. Res.* **100** 25695
- [5] Rakov V A, Crawford D E, Rambo K J, Schnetzer G H, Uman M A 2001 *J. Geophys. Res.* **106** 22817
- [6] Qie X, Jiang R, Wang C, Yang J, Wang J, Liu D 2011 *J. Geophys. Res.* **116** D10102
- [7] Xiao T, Zhang Y, Lu W T, Zheng D, Zhang Y J 2013 *J. Appl. Meteorolog. Sci.* **24** 446 (in Chinese) [肖桐, 张阳, 吕伟涛, 郑栋, 张义军 2013 *应用气象学报* **24** 446]
- [8] Lu W T, Zhang Y J, Zhou X J, Meng Q, Zheng D, Ma M, Wang F, Chen S D, Qie X S 2007 *J. Appl. Meteorolog. Sci.* **65** 983 (in Chinese) [吕伟涛, 张义军, 周秀骥, 孟青, 郑栋, 马明, 王飞, 陈邵东, 郟秀书 2007 *应用气象学报* **65** 983]
- [9] Kong X Z, Qie X S, Wang C W, Zhang Y J, Wang H B, Zhang C H 2003 *Plateau Meteorol.* **22** 259 (in Chinese) [孔祥贞, 郟秀书, 王才伟, 张义军, 王怀斌, 张翠华 2003 *高原气象* **22** 259]
- [10] Jang R B, Qie X S, Wang C X, Yang J, Zhang Q L, Liu M Y, Wang J F, Liu D X, Pan L X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 079201 (in Chinese) [蒋如斌, 郟秀书, 王彩霞, 杨静, 张其林, 刘明元, 王俊芳, 刘冬霞, 潘伦湘 2011 *物理学报* **60** 079201]
- [11] Wang X J, Yuan P, Cen J Y, Zhang T L, Xue S M, Zhao J C, Xu H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 109201 (in Chinese) [王雪娟, 袁萍, 岑建勇, 张廷龙, 薛思敏, 赵金翠, 许鹤 2013 *物理学报* **62** 109201]
- [12] Uman M A, Orville R E 1965 *J. Geophys. Res.* **70** 5491
- [13] Uman M A 1969 *J. Geophys. Res.* **74** 949
- [14] Mu Y L, Yuan P, Wang X J, Dong C X 2016 *Acta Optica Sinica* **36** 0630001 (in Chinese) [穆亚利, 袁萍, 王雪娟, 董彩霞 2016 *光学学报* **36** 0630001]
- [15] Xue S, Yuan P, Cen J, Li Y, Wang X 2015 *Wang J. Geophys. Res. Atmos.* **120** 1972
- [16] Wang X, Yuan P, Cen J, Xue S 2016 *J. Geophys. Res. Atmos.* **121** 8615
- [17] Qie X H, Zhang Q L, Yuan T, Zhang T L 2013 *Thunder Physics* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [郟秀书, 张其林, 袁铁, 张廷龙 2013 *雷电物理* (北京: 科学出版社)]
- [18] Maslowski G, Rakov V A 2013 *Atmos. Res.* **129** 117
- [19] Maslowski G, Rakov V A 2006 *J. Geophys. Res.* **111** D14110
- [20] Cvetic J, Heidler F, Markovic S, Radosavljevic R, Osmokrovic P 2012 *Atmos. Res.* **117** 122
- [21] Orville R E 1968 *J. Geophys. Res.* **73** 6999
- [22] Thottappillil R, Rakov V A, Uman M A 1997 *J. Geophys. Res.* **102** 6987
- [23] Wang X, Yuan P, Cen J, Liu G 2017 *J. Geophys. Res. Atmos.* **122** 4993
- [24] Liu G, Yuan P, An T, Cen J, Wang X 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 064103
- [25] Liu G, Yuan P, An T, Sun D, Cen J, Wang X 2019 *J. Geophys. Res. Atmos.* **124** 4689
- [26] Zhao J, Yuan P, Cen J, Liu J, Wang J, Zhang G 2013 *J. Appl. Phys.* **114** 163303
- [27] Yuan P, Ouyang Y H, Lu S H, Qie X S, Jia X D, Zhang H M 2006 *Plateau Meteorol.* **25** 503 (in Chinese) [袁萍, 欧阳玉花, 吕世华, 郟秀书, 贾向东, 张华明 2006 *高原气象* **25** 503]
- [28] Zhang H M, Yuan P, Lu S H, Ouyang Y H 2007 *Plateau Meteorol.* **26** 264 (in Chinese) [张华明, 袁萍, 吕世华, 欧阳玉花 2007 *高原气象* **26** 264]
- [29] Orville R E, Henderson R 1984 *J. Atmos. Sci.* **41** 3180
- [30] Weidman C, Boye A, Crowell L 1989 *J. Geophys. Res.* **94** 13249
- [31] Hegazy H 2010 *J. Appl. Phys. B* **98** 601

Spectral features, temperature and electron density properties of lightning M-component*

Wang Xue-Juan^{1)2)†} Xu Wei-Qun¹⁾ Wang Hai-Tong¹⁾ Yang Jing²⁾
 Yuan Ping³⁾ Zhang Qi-Lin¹⁾ Hua Le-Yan¹⁾ Zhang Yuan-Kan¹⁾

1) (*Key Laboratory of Meteorological Disaster, Ministry of Education (KLME), Joint International Research Laboratory of Climate and Environment Change (ILCEC), Collaborative Innovation Center on Forecast and Evaluation of Meteorological Disasters*

(*CIC-FEMD*), *Key Laboratory for Aerosol-Cloud-Precipitation of China Meteorological Administration, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, China*)

2) (*Key Laboratory of Middle Atmosphere and Global Environment Observation (LAGEO), Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China*)

3) (*Key Laboratory of Atomic and Molecular Physics & Functional Materials of Gansu Province, College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China*)

(Received 7 November 2020; revised manuscript received 28 December 2020)

Abstract

Using the spectra of the three M-components following a first return stroke recorded by a slitless spectrograph, the spectral features of the M-components are analyzed. Combining with plasma theories, the temperatures and the electron densities of the M-components in the channel core and outer corona sheath are calculated. The variations along the channel of these two parameters are studied, and compared with the corresponding return stroke. The results show that the spectra of the M-components are different from the spectrum of the return stroke. The optical radiation of the M-component is primarily from the spectral lines in infrared waveband. The temperature of the M-component in the channel core can reach 40000 K. The electron density of the M-component in the channel core is on the order of 10^{18} cm⁻³. The temperature of the M-component in the external corona sheath is about 20000 K. The electron density of the M-component in the external corona sheath is on the order of 10^{17} cm⁻³. The temperature of the M-component in the channel core decreases with height increasing, while that in the external corona sheath increases with channel height increasing. The electron density of the M-component in the channel core basically does not change with channel height. Whereas, the electron densities in the external corona sheath for two M-components with hard light at the upper end of the channel increase with channel height increasing, and the electron density for one M-component with weak light at upper end of the channel basically does not change with the channel height. By comparison, the temperature in the core channel and in the external corona sheath of the corresponding return stroke both increase with channel height. The electron density in the core channel and in the external corona sheath of the corresponding return stroke both basically remain constant along the channel.

Keywords: lightning M component, core channel, corona sheath, temperature and electron density

PACS: 92.60.Pw, 52.80.Mg, 92.60.-e

DOI: [10.7498/aps.70.20201875](https://doi.org/10.7498/aps.70.20201875)

* Project supported by the Natural Science Foundation of Jiangsu Province, China (Grant No. BK20180805), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 42005065), the Startup Foundation for Introducing Talent of Nanjing University of Information Science & Technology, China (Grant No. 2017r065), the Open Grants of the Key Laboratory of Middle Atmosphere and Global Environment Observation, Chinese Academy of Sciences (Grant No. LAGEO-2019-07), the Open Grants of the State Key Laboratory of Severe Weather, China Academy of Meteorological Sciences (Grant No.2020LASW-B14), and the Undergraduate Innovation Project of Nanjing University of Information Science & Technology, China (Grant No. 201910300133Y).

† Corresponding author. E-mail: wxfj@nuist.edu.cn