0254-6124/2026/46(5)-1022-12 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

LEI Jiuhou, JIANG Konghan, LIU Yu. Progress in Numerical and Laboratory Simulations of Ionospheric Irregularities (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2026, **46**(5): 1022–1033. CSTR:32142.14.cjss.2026–0042. DOI:10.11728/cjss2026.05.2026–0042

电离层不规则体结构数值与实验室模拟研究进展*

雷久侯　江孔涵　刘　宇

(中国科学技术大学地球和空间科学学院　合肥　230026)

摘　要　电离层中存在着从厘米至上百千米特征尺度的等离子体密度不规则体. 这些不规则体对穿过其传播的无线电波会造成信号相位与幅度的快速起伏、衰落与散射, 因此电离层不规则体对无线电波传播特性有重要影响. 按纬度分布,电离层不规则体可划分为赤道与低纬电离层不规则体、中纬电离层不规则体及极区电离层不规则体. 过去几十年, 电离层不规则体结构的探测、时空分布特征与理论方面的研究均取得长足进展, 其中北京大学肖佐教授团队在电离层不规则体的探测、理论模式以及装置模拟方面开展了先驱性的工作. 本文主要梳理中国科学技术大学电离层研究团队近年来在电离层不规则体模拟领域取得的部分研究进展,包括地球赤道/低纬、中纬和高纬度电离层不规则体模拟研究, 以及针对部分电离等离子体不稳定性的电离层实验室模拟. 这些方面的工作利用高性能数值模型与空间环境实验室模拟装置, 系统地揭示了中低纬电离层不规则体的形成与演化机制, 为相关物理机理的深入研究提供了重要的依据.

关键词　电离层, 电离层不规则体, 数值模拟, 实验室模拟

中图分类号　P352

Progress in Numerical and Laboratory Simulations of Ionospheric Irregularities

LEI Jiuhou　JIANG Konghan　LIU Yu

(*School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026)

Abstract　The ionosphere contains plasma density irregularities with characteristic scales ranging from centimeters to hundreds of kilometers. These irregularities can induce rapid fluctuations, fading, and scattering in the phase and amplitude of radio waves propagating through the ionospheric medium, thereby having a significant impact on radio wave propagation characteristics. According to their latitudinal distribution, ionospheric irregularities are categorized into equatorial and low-latitude, mid-latitude, and polar types. Over the years, great progress has been achieved in both the observational and theoretical aspects of the characteristics of the ionospheric irregularities. Notably, the research group led by Professor Zuo Xiao of Peking University has carried out pioneering work in the observation, theoreti-

* 中国科学院稳定支持青年团队项目资助 (YSBR-018)

2026-02-15 收到原稿, 2026-04-30 收到修定稿

©The Author(s) 2026. This is an open access article under the CC-BY 4.0 License (https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)

cal modeling, and even laboratory experiments of ionospheric irregularities. This article reviews the recent research progress made by the team of the School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China in the field of ionospheric irregularity simulations. The main topics cover numerical simulation studies of the terrestrial ionospheric irregularities at low, middle and high latitudinal zones and laboratory experiments of ionospheric plasma instabilities under partially ionized conditions. These studies systematically reveal the formation and evolution mechanisms of ionospheric irregularities in the middle and low latitudes, providing powerful tools for further investigation of related physical mechanisms.

Key words Ionosphere, Ionospheric irregularities, Numerical simulation, Laboratory simulation

0 引言

电离层中存在不同特征尺度的等离子体密度不规则体,其引发的等离子体密度扰动可能导致卫星导航信号闪烁、相位失锁等问题, 严重影响低轨卫星通信、GNSS 定位等空间技术系统的稳定性与可靠性. 因此, 开展电离层不规则体的系统性研究不仅有助于深入理解电离层电动力学, 还为提高空间天气事件预警能力和增强技术系统抗干扰能力提供重要支撑.

基于电离层测高仪、全天空气辉成像仪、甚高频雷达、非相干雷达、掩星及 GNSS/TEC 监测网络等观测手段, 对电离层不规则体结构开展了系列研究, 并取得长足进展, 揭示了不规则体的典型形态、时空分布、发生率的区域分布与季节变化及其对太阳活动的响应关系等. 然而, 在电离层不规则体激发的临界条件、多时空尺度耦合机理以及能量传递路径等核心科学问题方面, 目前仍存在明显的研究局限.

数值模拟与实验室模拟是重要研究途径, 借助这类定量可控的手段, 可深入开展相关研究, 为理解电离层不规则体的形成机制提供重要支撑. 在数值模拟方面, 自 20 世纪 70 年代以来, 低纬电离层不规则体的数值模拟研究取得了显著进展. 受限于计算能力, 早期的数值模拟主要集中于赤道地区, 使用二维模型来研究不规则体的演化. 例如 Scannapieco 和 Ossakow[1] 开创性地通过数值模拟重现了不规则体的耗空结构; Huang 和 Kelley[2] 开发了二维理论模型, 探讨了电离层不规则体与重力波的关系; Xiao 等[3,4] 在 20 世纪 90 年代开发了中低纬电离层不规则体的数值模型, 并研究了声重波对不规则体的激发作用. 随着高性能计算技术的快速发展, 高时空分辨率的三维电离层不规则体模拟成为可能. Huba 等[5] 基于 SAMI3 (Another Model of the Ionosphere) 全球电离层模型开展了不规则体研究, Yokoyama 等[6] 随后开发了高分辨率等离子体泡模型 HIRB (High-Resolution Bubble model), 这些模型成功再现了不规则体的复杂三维结构. 然而, 随着计算理论的不断成熟和计算能力的不断提升, 低纬电离层不规则体数值模拟的研究目标已不再仅限于对部分理论机制的初步验证. 当前, 研究的重点已转向全面探讨不规则体的形成与演化全过程, 并通过不规则体的数值模拟进一步探索中性大气、电离层与日地系统之间的多圈层、多因素耦合. 因此, 亟须发展先进、可靠的高精度数值模型.

实验室模拟实验具有条件可控、诊断精确等优势, 在电离层不规则体等各类空间物理研究中发挥重要作用. 国际上经过几十年的发展, 已建立系统完善的空间模拟体系, 可实现太阳风、磁层、电离层等近地空间关键过程的模拟, 同时建成了 WVU-Q machine, LAPD (大尺寸等离子体实验装置) 以及美国海军空间环境地面实验舱[7–9] 等实验装置. 在中国, Wang 和 Xiao[10] 早在 1979 年便开始了电离层的实验室研究, 在北京大学建成了一台小型等离子体实验装置, 并探索了等离子体谐振等现象在空间物理研究中的应用[11]. 近年来, 随着国家对基础科研投入的增加, 中国建设了多台大型的地面实验装置和平台, 并通过实验室模拟对部分电离过程与效应进行研究. 因此, 探索部分电离等离子体内部带电粒子和中性粒子之间的相互作用动力学、电动力学及能量交换过程, 以及上述过程对等离子体不稳定性与不规则体的影响, 具有重要意义.

本文梳理中国科学技术大学电离层研究团队近年来在电离层不规则体模拟领域取得的进展, 主要包括以下 4 方面内容: 地球赤道电离层不规则体模拟研究, 包括电离层不规则体数值模拟方法的评估选择、

三维电离层不规则体数值模拟, 研究场向等离子体流与电离层电导率对电离层不规则体的影响; 地球中纬电离层不规则体模拟研究, 包括中尺度行进式电离层扰动 (MSTIDs) 的数值模拟及其暴时的发展调控机制; 地球高纬电离层不规则体模拟研究, 包括极区梯度漂移不稳定性 (GDI) 激发的电离层不规则体模拟与其中的小尺度结构形成机制; 部分电离等离子体不稳定性的电离层实验室模拟, 包括类电离层等离子体装置建设以及实验技术研发, 以及依托实验装置开展的电离层等离子体不稳定性过程和机理研究. 这些工作为不规则体模拟提供了可靠的研究工具, 系统研究了不规则体的形成机制、演化过程和特征, 有助于揭示电离层不规则体的物理本质和驱动因素, 为深入认识电离层不规则体提供重要研究依据.

1 地球赤道电离层不规则体模拟

1.1 赤道电离层不规则体的理论出发方程

在赤道地区, 电离层不规则体主要出现在日落后的 F 层高度, 通常称为赤道等离子体泡 (EPB) 或赤道拓展 F (ESF), 其在形态上表现为沿磁通量管分布的等离子体密度耗空. 该耗空结构主要分布在赤道和南北半球低纬度地区 (磁暴期间可能延伸至中纬地区), 分布的高度范围可以从电离层 F 层底部延伸至 1000 km 以上.

赤道电离层不规则体的发展源自电离层中等离子体在重力作用下激发的瑞利–泰勒不稳定性 (RTI), 用于描述该过程的物理方程包括离子 O^+和电子的连续性方程、动量方程以及电流无散条件.

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\nabla\cdot(n\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}})=0, \tag{1}$$

$$0=q(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}}\times\boldsymbol{B})-\frac{\nabla P_{\mathrm{i}}}{n_{\mathrm{i}}}+m_{\mathrm{i}}\nu_{\mathrm{in}}(\boldsymbol{U}-\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}})+m_{\mathrm{i}}\boldsymbol{g}, \tag{2}$$

$$0=-q(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}}\times\boldsymbol{B})-\frac{\nabla P_{\mathrm{e}}}{n_{\mathrm{e}}}+m_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{en}}(\boldsymbol{U}-\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}})+m_{\mathrm{e}}\boldsymbol{g}, \tag{3}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}=\nabla\cdot[qn(\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}}-\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}})]=0. \tag{4}$$

其中, $n=n_{\mathrm{i}}=n_{\mathrm{e}}$为准中性条件下离子/电子的数密度, $\boldsymbol{g}$表示重力加速度, q表示单位元电荷, $m_{\mathrm{i,e}}$, $P_{\mathrm{i,e}}$和$\boldsymbol{V}_{\mathrm{i,e}}$分别表示离子和电子的质量、热压和速度; $\nu_{\mathrm{in,en}}$代表离子/电子与中性成分的碰撞频率, $\boldsymbol{U}$表示中性风风速; $\boldsymbol{B}$表示地磁场的磁感应强度矢量, $\boldsymbol{E}=-\nabla\Phi$表示在静电近似下的电离层极化电场, $\boldsymbol{J}$表示电离层电流密度.

通过动量方程式 (2) 和式 (3) 可以导出垂直于磁力线方向离子与电子速度的解析表达式为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}\perp}=&\frac{\nu_{\mathrm{in}}}{\nu_{\mathrm{in}}^2+\Omega_{\mathrm{i}}^2}\left(\frac{q}{m_{\mathrm{i}}}\boldsymbol{E}_{\perp}+\nu_{\mathrm{in}}\boldsymbol{U}_{\perp}+\boldsymbol{g}_{\perp}-\frac{\nabla_{\perp}P_{\mathrm{i}}}{nm_{\mathrm{i}}}\right)+\\&\frac{\Omega_i}{\nu_{\mathrm{in}}^2+\Omega_{\mathrm{i}}^2}\left(\frac{q}{m_{\mathrm{i}}}\boldsymbol{E}_{\perp}+\nu_{\mathrm{in}}\boldsymbol{U}_{\perp}+\boldsymbol{g}_{\perp}-\frac{\nabla_{\perp}P_{\mathrm{i}}}{nm_{\mathrm{i}}}\right)\times\hat{b}.\end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}\perp}=&\frac{\nu_{\mathrm{en}}}{\nu_{\mathrm{en}}^2+\Omega_{\mathrm{e}}^2}\left(-\frac{q}{m_{\mathrm{e}}}\boldsymbol{E}_{\perp}+v_{\mathrm{en}}\boldsymbol{U}_{\perp}+\boldsymbol{g}_{\perp}-\frac{\nabla_{\perp}P_{\mathrm{e}}}{nm_{\mathrm{e}}}\right)-\\&\frac{\Omega_e}{\nu_{\mathrm{en}}^2+\Omega_{\mathrm{e}}^2}\left(-\frac{q}{m_{\mathrm{e}}}\boldsymbol{E}_{\perp}+v_{\mathrm{en}}\boldsymbol{U}_{\perp}+\boldsymbol{g}_{\perp}-\frac{\nabla_{\perp}P_{\mathrm{e}}}{nm_{\mathrm{e}}}\right)\times\hat{b}.\end{aligned} \tag{6}$$

式中, $\Omega_{\mathrm{i,e}}=qB/m_{\mathrm{i,e}}$为离子/电子的回旋频率, $\hat{b}$为沿磁力线单位矢量, 将式 (5) 和式 (6) 代入电离层电流表达式 $\boldsymbol{J}=qn(\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}}-\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}})$并整理, 得到电离层电流密度的广义欧姆定律形式为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{J}=&\sigma_{\mathrm{P}}(\boldsymbol{E}_{\perp}+\boldsymbol{U}\times\boldsymbol{B})+\sigma_{\mathrm{H}}\hat{b}\times(\boldsymbol{E}_{\perp}+\boldsymbol{U}\times\boldsymbol{B})+\\&\sigma_{\mathrm{Pi}}\frac{B}{\Omega_{\mathrm{i}}}\boldsymbol{g}+\sigma_{\mathrm{Hi}}\frac{B}{\Omega_{\mathrm{i}}}\boldsymbol{g}\times\hat{b}.\end{aligned} \tag{7}$$

其中, σ_{P}和σ_{H}分别为电离层 Pedersen 电导率和 Hall 电导率, 有

$$\sigma_{\mathrm{P}}=\frac{nq}{B}\left(\frac{\nu_{\mathrm{in}}\Omega_{\mathrm{i}}}{\nu_{\mathrm{in}}^2+\Omega_{\mathrm{i}}^2}+\frac{\nu_{\mathrm{en}}\Omega_{\mathrm{e}}}{\nu_{\mathrm{en}}^2+\Omega_{\mathrm{e}}^2}\right), \tag{8}$$

$$\sigma_{\mathrm{H}}=\frac{nq}{B}\left(\frac{\Omega_{\mathrm{e}}^2}{\nu_{\mathrm{en}}^2+\Omega_{\mathrm{e}}^2}-\frac{\Omega_{\mathrm{i}}^2}{\nu_{\mathrm{in}}^2+\Omega_{\mathrm{i}}^2}\right). \tag{9}$$

σ_{Pi}和σ_{Hi}分别为电离层 Pedersen 电导率和 Hall 电导率中离子的贡献, 有

$$\sigma_{\mathrm{Pi}}=\frac{nq}{B}\frac{\nu_{\mathrm{in}}\Omega_{\mathrm{i}}}{\nu_{\mathrm{in}}^2+\Omega_{\mathrm{i}}^2}, \tag{10}$$

$$\sigma_{\mathrm{Hi}}=\frac{nq}{B}\frac{\Omega_{\mathrm{i}}^2}{\nu_{\mathrm{in}}^2+\Omega_{\mathrm{i}}^2}. \tag{11}$$

结合电流无散条件以及静电近似$\boldsymbol{E}=-\nabla\Phi$, 可以导出关于极化电势 (电场) 的方程为

$$\begin{aligned}\nabla\cdot\Big[&\sigma_{\mathrm{P}}(\boldsymbol{U}\times\boldsymbol{B}-\nabla\Phi)+\sigma_{\mathrm{H}}\hat{b}\times(\boldsymbol{U}\times\boldsymbol{B}-\nabla\Phi)+\\&\sigma_{\mathrm{Pi}}\frac{B}{\Omega_{\mathrm{i}}}\boldsymbol{g}+\sigma_{\mathrm{Hi}}\frac{B}{\Omega_{\mathrm{i}}}\boldsymbol{g}\times\hat{b}\Big]=0.\end{aligned} \tag{12}$$

数值模型的求解是从式 (12) 出发, 求解得到极化电势与电场, 随后将解得的电场代入速度的表达式, 再结合连续性方程式 (1) 更新等离子体的密度分布, 至此完成一次完整的迭代. 选用合适的数值方法并不断迭代, 即可进行电离层等离子体电动力学过程的模拟.

1.2 数值方法的评估与选择

电离层不规则体的数值模拟涉及多空间尺度的问题, 不规则体内部空间尺度可跨越数个数量级, 但其中对通信与电波传播影响较大的是小尺度结构. 因而在数值模拟中需要在有限的计算资源下进行多尺度问题的模拟, 数值方法的精度和解析能力面临挑战. 此外, 不规则体边缘处的等离子体密度在小空间尺度内会发生突变, 等离子体密度可能会在数千米的空间尺度内下降数个数量级. 然而在数值模拟中, 只能用有限数量的网格来捕捉这类小尺度结构, 这种接近间断的密度突变, 对于数值方法的稳定性提出了挑战[12].

针对上述问题, 这里采用环形对流测试, 对多种数值方法进行评估, 包括无通量限制器的 2 阶中心重构方法、CIP (Constrained Interpolation Profile, 紧致插值曲线) 方法、5 阶 WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory, 加权本质无振荡方法)、一阶迎风重构方法、使用 van Leer 限制器的 2 阶中心重构方法以及使用 PDM (Partial Donor-Cell Method) 限制器的 7 阶迎风重构方法, 这些测试为不规则体模拟中数值方法的选择提供依据[13]. 该测试中的间断与不规则体中密度耗空区边缘的等离子体密度突变相近, 因此可以反映不规则体模拟中求解连续性方程面临的困难. 图 1 测试结果表明, 在具有陡峭密度和复杂动力学演变过程的不规则体问题中, 数值方法需满足以下要求: 采用扩散型截断误差主项, 使用足够高阶精度的重构格式, 并配备能够抑制间断处数值振荡的限制器. 研究中采用 7 阶迎风重构和 PDM 限制器来处理不规则体复杂的动力学过程并抑制数值振荡, 开发了二维电离层不规则体模型, 并显示出不均匀体观测中的羽状结构[13].

基于二维电离层不规则体模型, 验证数值扩散对电离层不规则体模拟的影响, 并研究次级不稳定结构的产生原因. 图 2 给出采用不同 PDM 参数 α 取值的电离层不规则体二维模拟结果. 从图 2 可以看出, 较高的数值扩散会抑制等离子泡的分叉和次级不稳定性结构的形成, 因此不规则体模拟应采用低数值扩散的方法. 在数值扩散较强情况下, 分叉结构消失, 其原因可能是过强的数值扩散抑制了次级不稳定性种子的出现, 阻碍小尺度结构生长, 造成数值解被平滑, 表现出类似低阶数值方法的计算结果. 模拟结果显示, 次级不稳定性结构出现在主分叉内壁, 其产生受多种因素影响. 除数值扩散程度之外, 网格分辨率以及数值解中的噪声抑制水平也会影响次级不稳定性的发展[13].

1.3 电离层不规则体的三维数值模拟

在早期的电离层不规则体模拟研究中, 大多数研究采用二维模型开展模拟[1–2,14], 但二维模型普遍存在一些缺点. 一方面, 二维模型的模拟空间受到限制, 通常只能模拟电离层不规则体在赤道面的演化, 而无法考虑不规则体在完整三维空间中的复杂形态和动态变化; 另一方面, 二维模型仅使用模拟平面的局地参数求解不规则体演化的物理过程, 无法考虑地球电离层不同区域相互耦合过程对其演化的影响[12]. 为更好地模拟和理解电离层不规则体的形成和演化过程, 构建三维电离层不规则体模型十分必要.

为满足低纬电离层不规则体三维模拟研究的需求, 本文自主构建了三维电离层不规则体模型 TELF (Three-dimensional Equatorial spread F)[15]. 基于该模型, 开展了低纬电离层不规则体的三维数值模拟, 图 3 给出了低纬电离层不规则体的三维空间结构, 结果显示低密度等离子体通过跨磁力线输运, 从电离层较高区域向上运动至较高高度, 造成整根磁通量管发生等离子体密度耗空, 该耗空结构沿磁力线延伸至赤道两侧. 模拟显示等离子体沿磁通量管的密度耗空与南北共轭特征. 模拟结果还再现了其他典型的赤道扩展 F 层 (ESF) 观测特征: 沿地磁场磁通量管延伸的等离子体密度耗空, 在约 1°纬度范围内等离子体密度骤降, 南北半球共轭的电离层不规则体分布, 以及与光学气辉观测相似的不规则体形态[15]. 以上模拟结果表明, TELF 模型可成功重现不规则体三维精细结构的典型形态, 能够为定量研究电离层不规则体的触发、演化等常规研究手段难以描述的典型非线性物理过程提供了有价值的工具.

相比二维模型, 三维模型可以解析沿着磁力线的场向等离子体流动, 还能够反映等离子体沿磁力线的

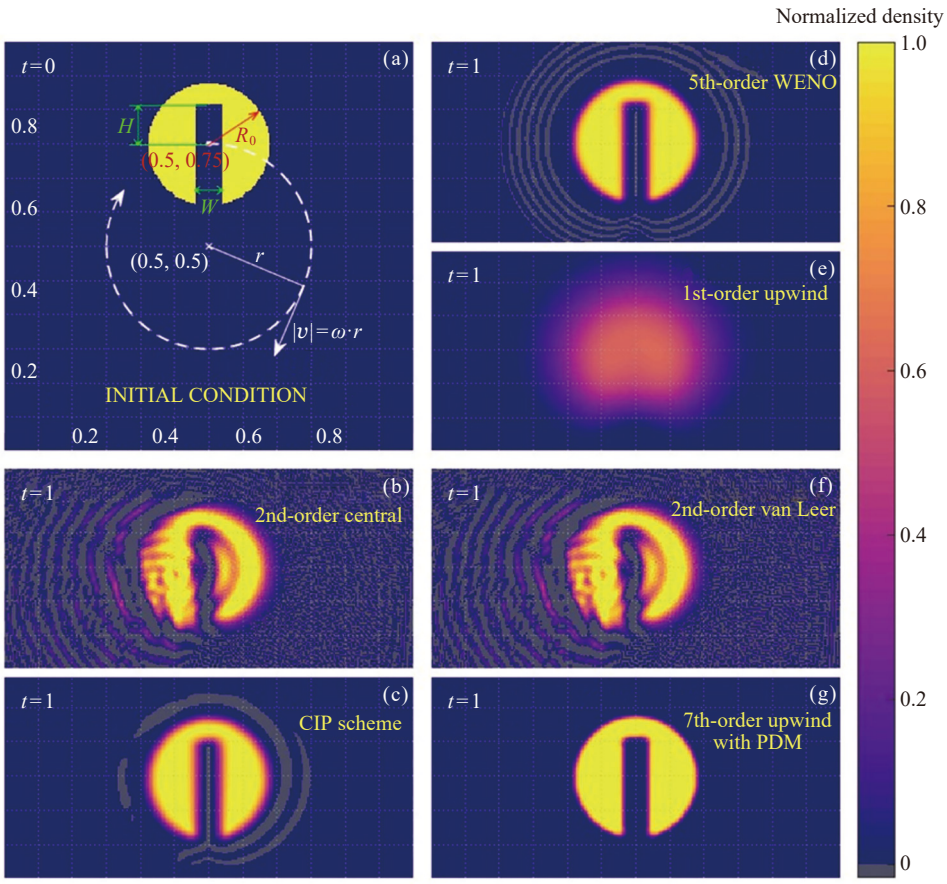


图 1 环形对流测试的初始条件和 t=1 时使用不同对流方法的结果[13]. (a) t=0 时 256×256 个笛卡尔网格上的开槽圆盘状初始密度分布及绕模拟区域中心顺时针旋转的速度场, (b)～(g) t=1 时(绕中心旋转一周) 使用不同对流方法计算得到的密度分布

Fig. 1 Initial condition of the circular advection test and results at t=1 using different advection schemes, and the colormap represents the density distribution of the advection test. (a) Initial distribution of a slotted cylinder in Cartesian geometry with 256×256 cells at t=0; (b)–(g) simulated density distributions at t=1 s by different schemes

密度变化对密度梯度和电导率分布的调制. 然而, 场向等离子体流和电离层电导率在不规则体演化中的作用此前尚未得到充分研究. 借助 TELF 模型与二维模型的对比, 对场向等离子体流和电离层积分电导率对不规则体的影响开展了研究[15]. 研究表明, 场向等离子体流可通过沿磁通量管重新分布等离子体密度来调制电离层电导率, 进而影响电离层不规则体的发展过程. 对积分电导率的分析表明, 在二维模型中, 为了维持二维平面局部电离层电流闭合, 需要在电导率极低的顶部电离层产生很强的极化电场, 造成异常的等离子体漂移速度. 而在三维模型中, 即使对于穿过顶部电离层的磁力线, 积分电导率仍可维持一定数值, 因而等离子体跨磁力线向上的漂移速度会达到饱和. 图 4 清晰地展示了二维和三维中电导率不同对电离层不均匀体发展过程的影响. 图 4(a) 中等离子体泡的演化速度明显更快, 已穿透 F 层顶并分叉产生小尺度结构, 而在图 4(b) 中, 等离子体泡仍位于 F 层峰值高度以下. 三维 TELF 模型相比于二维模型更适用于电离层不规则体的观测对比与预报模拟研究[15].

2 地球中纬电离层不规则体模拟

常见的中纬电离层不规则体主要是行进式电离层扰动 (TID). 其中, 中尺度行进式电离层扰动 (MSTIDs) 是中纬度 F 层最典型的电离层波状电子密度扰动结构.

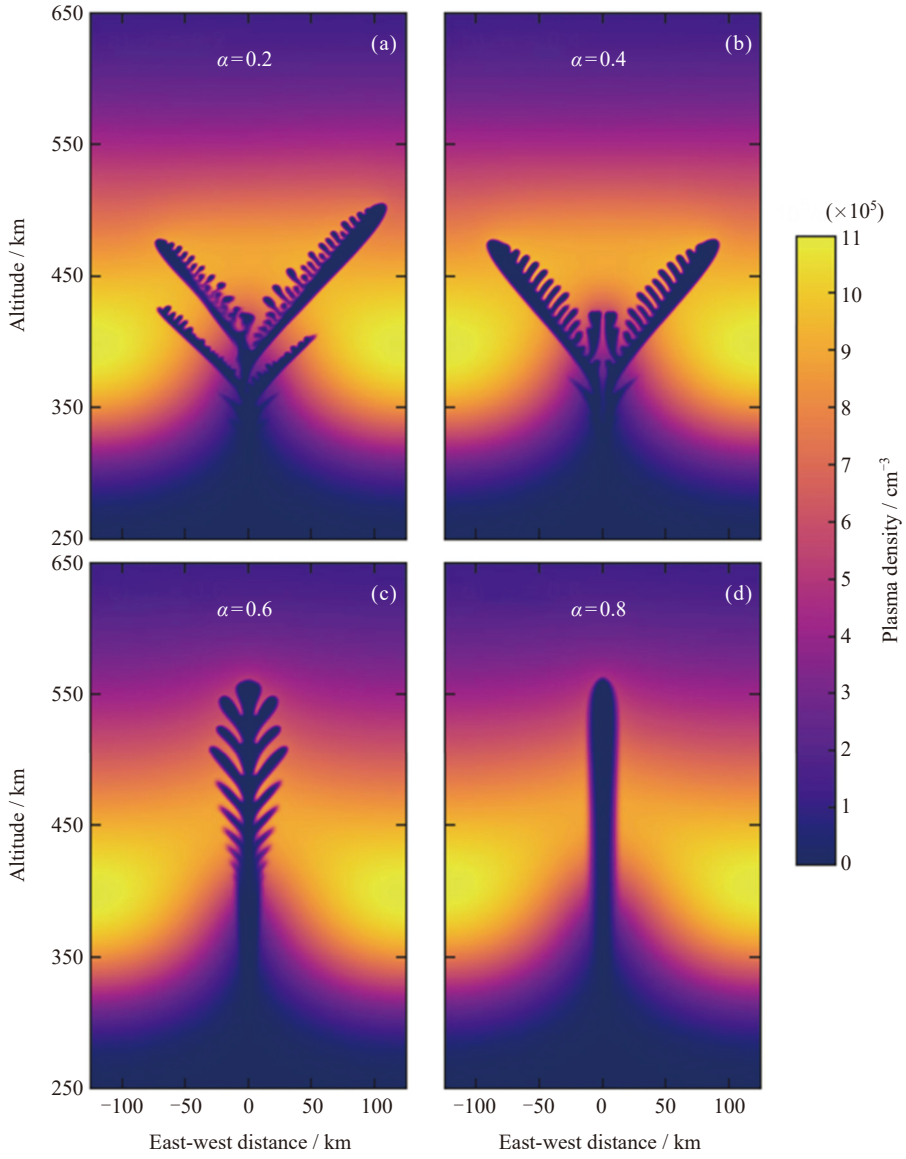


图 2 采用不同 PDM 参数 α 取值的电离层不规则体二维模拟结果[13]

Fig. 2 Simulated plasma density distribution in ESF with four values for different PDM parameter α

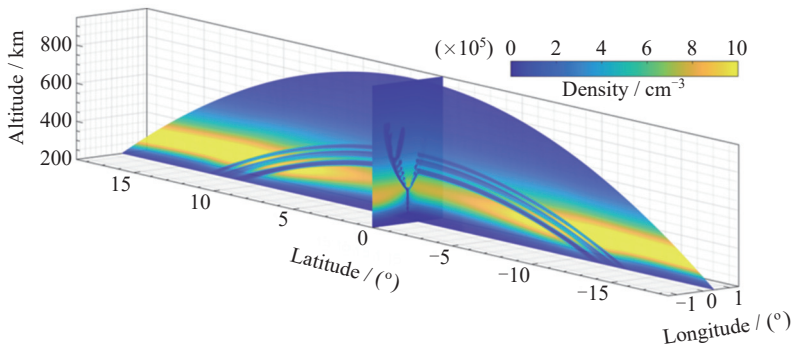


图 3 t = 3500 s 时刻三维模拟得到的等离子体密度在经度面、赤道面与±10°纬度面上的分布[15]

Fig. 3 Plasma density distribution from the three-dimensional simulation at t = 3500 s in the meridional plane, equatorial plane, and ±10° latitude planes[15]

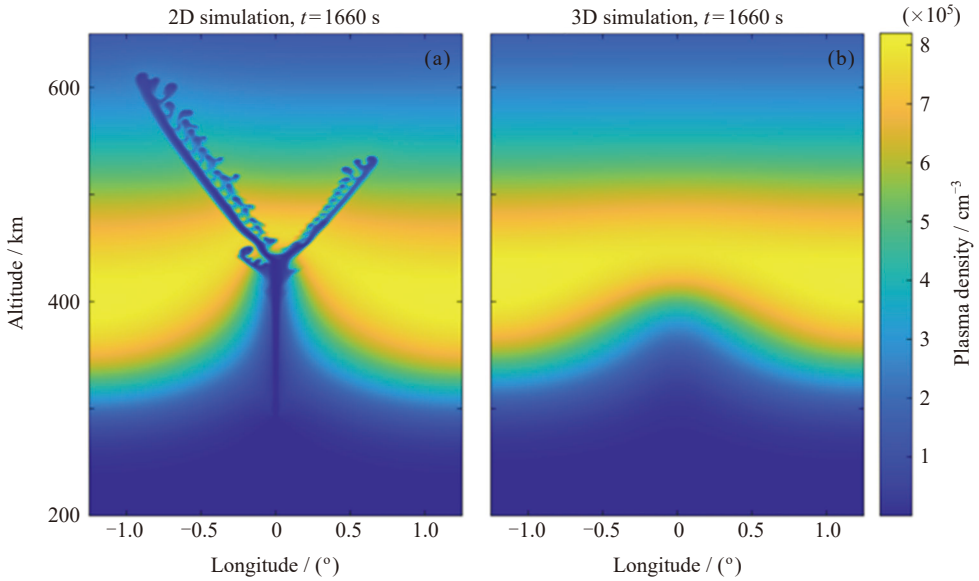


图 4 $t=1660$ s 时刻二维和三维理论模式模拟的赤道面内低纬电离层不规则体等离子体密度分布[15]

Fig. 4 Plasma density distribution in the equatorial plane at $t=1660$ s in simulations of low-latitude ionospheric irregularities based on two-dimensional and three-dimensional theoretical models [15]

2.1 MSTIDs 的基本方程

与赤道地区类似, 描述中纬 MSTIDs 形成演化的基本方程为离子 O^+与电子动量方程及连续性方程, 表述如下[16]:

$$q\left(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}}\times\ \mathbf{B}\right)+m_{\mathrm{i}}\boldsymbol{g}-\frac{\nabla P_{\mathrm{i}}}{n}+m_{\mathrm{i}}\nu_{\mathrm{in}}\left(\boldsymbol{U}-\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}}\right)=0, \tag{13}$$

$$-q\left(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}}\times\boldsymbol{B}\right)+m_{\mathrm{e}}\boldsymbol{g}-\frac{\nabla P_{\mathrm{e}}}{n_{\mathrm{e}}}+m_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{en}}\left(\boldsymbol{U}-\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}}\right)+m_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{ei}}\left(\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}}-\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}}\right)=0, \tag{14}$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\nabla\cdot\left(n\boldsymbol{V}\right)=0. \tag{15}$$

式中, q, $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}$, $\boldsymbol{g}$分别表示基本电荷、电场、磁场和重力加速度; $\boldsymbol{V}_{\mathrm{i}}$与$\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}}$分别为离子和电子速度; m_{i}和m_{e}对应离子与电子质量; n为等离子体数密度 (基于电中性近似条件, $n=n_{\mathrm{i}}=n_{\mathrm{e}}$); ν_{in}, ν_{en}分别表示离子/电子与中性粒子的碰撞频率, ν_{ei}表示电子–离子碰撞频率; $\boldsymbol{U}$代表中性风场. 电场可进一步表述为

$$\boldsymbol{E}=-\nabla\Phi=\boldsymbol{E}_0-\nabla\varphi. \tag{16}$$

其中, $\Phi=\Phi_0+\varphi$为电势, Φ_0为背景电势, $\boldsymbol{E}_0$为背景电场, φ为极化电势. Φ电势需要满足如下电流无散条件:

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}=\nabla\cdot\left[q\left(\sum\nolimits_j n_{\mathrm{i},j}\boldsymbol{V}_{\mathrm{i},j}-n_{\mathrm{e}}\boldsymbol{V}_{\mathrm{e}}\right)\right]=0, \tag{17}$$

式中, $\boldsymbol{J}$代表电流.

假设磁力线为等势线, 进而推导出一组沿磁力线积分的方程, 以此来描述中纬度 F 区的不规则体[16]. 如果考虑水平方向存在的电离层积分梯度, 相关方程可以改写如下:

$$\frac{\partial X}{\partial t}+\frac{g}{\Omega}\cos I\frac{\partial X}{\partial y}+\frac{\boldsymbol{z}\times\nabla_{\perp}\Phi}{B}\cdot\nabla_{\perp}X=0, \tag{18}$$

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t}+\left(\frac{\boldsymbol{z}\times\nabla_{\perp}\Phi}{B}-\frac{\boldsymbol{z}\times\boldsymbol{g}}{\Omega}\right)\cdot\nabla_{\perp}\Sigma=\frac{q\sin^2 I g}{\Omega B H_{\mathrm{n}}}X+\Sigma\frac{\partial\Phi}{\partial y}\frac{\cos I}{BH_{\mathrm{n}}}+U_z\frac{\sin I}{H_{\mathrm{n}}}\Sigma, \tag{19}$$

$$\nabla_{\perp}\cdot\left\{\Sigma\left[\nabla_{\perp}\Phi+B\left(\boldsymbol{z}\times\boldsymbol{U}_{\perp}\right)\right]\right\}=\frac{\partial X}{\partial y}\frac{ge\cos I}{\Omega}-\frac{2Tk_{\mathrm{B}}}{q}\nabla_{\perp}^2\Sigma-\frac{\partial\Sigma}{\partial x}\cos I\left(\frac{2Tk_{\mathrm{B}}}{qH_{\mathrm{n}}}+\frac{Mg}{q}\right). \tag{20}$$

其中, X表示通过沿磁力线积分离子密度得到的倾斜总电子含量 (STEC), Σ为沿磁力线积分的 Pedersen 电导率, I为磁倾角, T为等离子体温度 (此处使用等温假设, 即$T=T_{\mathrm{i}}=T_{\mathrm{e}}$). H_{n}为中性大气标高, 分别可以通过下式计算得到:

$$X=\int n\mathrm{d}z,\ \Sigma=\int\frac{en\nu_{\mathrm{in}}}{\Omega B}\mathrm{d}z,\ \frac{1}{H_{\mathrm{n}}}=\frac{1}{\nu_{\mathrm{in}}}\frac{\partial\nu_{\mathrm{in}}}{\partial h}. \tag{21}$$

式中, Ω为离子回旋频率, 这里采用有限差分法在特

殊笛卡尔坐标系下求解式 (18)～(20), 求得其中的倾斜总电子含量、磁力线积分的 Pedersen 电导率以及电势, 即可进行数值模拟. 与触发赤道电离层不规则结构的瑞利–泰勒不稳定性机制不同, 中纬度 MSTIDs 主要源于水平梯度相关的 Perkins 不稳定性, 通常情况下后者增长率较小. 然而如下文所述, 磁暴期间中纬度及亚极光区对流电场显著增强时, Perkins 不稳定性的增长率可大幅提高, 达到可支撑 MSTIDs 发展的水平.

2.2 暴时夜间 MSTIDs 的数值模拟

为研究不同电离层条件对 MSTIDs 发展的影响, Wang 等[17] 采用二阶 VanLeer 格式开发了二维 MSTIDs 数值模型并进行了一系列数值模拟实验, 成功模拟出由 Perkins 不稳定性激发的 MSTIDs 结构. 模拟结果表明, Perkins 不稳定性能够自洽地在模型内部生成电导率的小尺度扰动. 图 5 中给出了 3600 s 模拟周期内 XY 平面上积分等离子体密度及其扰动百分比变化的时空分布特征, 结果以 1200 s 为间隔进行可视化呈现. 值得注意的是, 不规则体结构呈现显著的西北–东南走向分布特征, 并随时间推移逐渐向西南方向传播. 数值模拟结果表明, 当 t= 3600 s 时, 积分等离子体密度最大增幅达到 0.2% (积分电导率变化达 40%)[17].

早期的二维模拟假设磁通量管间的积分等离子体密度相同 (即积分密度不存在水平梯度). 然而, 暴时电离层变化的显著特征表现为, 中纬度和亚极光区存在大尺度密度梯度, 此类密度梯度可能构成 Perkins 不稳定性研究的重要新维度, 但在以往主要关注地磁宁静条件的模拟研究中尚未得到充分考量, 本研究通过在连续性方程中引入具有水平梯度的积分密度参量, 使得 MSTIDs 及不稳定性研究能够更真实地反映磁暴期间具有密度梯度特征的电离层条件, 以及强电场和风场的耦合作用. 结果表明, 尽管 Perkins 不稳定性的增长率通常较小, 但是磁暴期间增强的背景电场与电离层梯度, 可不依赖突发 E 层 (Sporadic E layer, Es 层) 引发的不稳定性, 直接驱动 F 区 MSTIDs 的发展.

3 地球高纬电离层不规则体模拟

梯度漂移不稳定性 (Gradient Drift Instability, GDI, 也被称为$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$不稳定性) 是高纬度电离层不规则体的一个重要的来源, 能够激发小尺度等离子体密度不均匀结构. GDI 发生条件为等离子体密度梯度垂直于背景电场与磁场, 高纬电离层区域天然满足 GDI 发展条件.

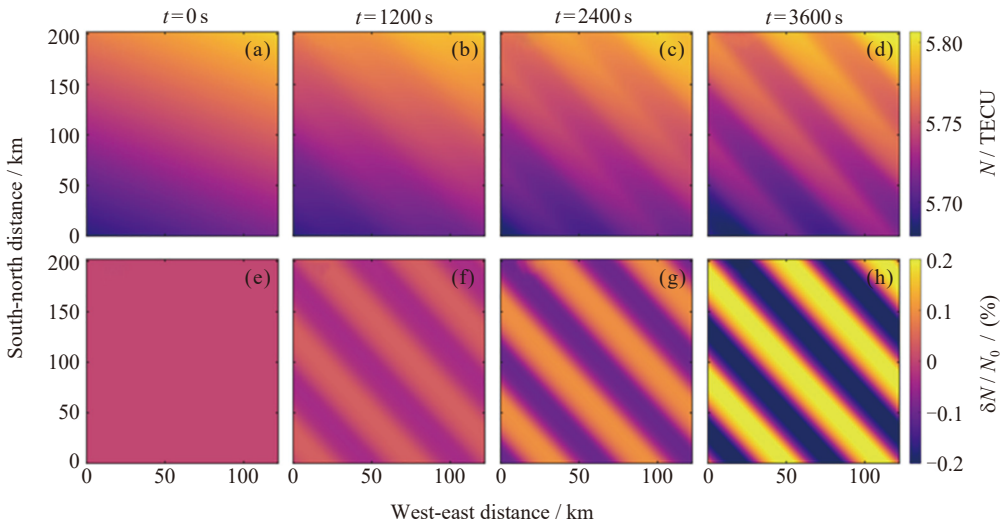


图 5 地磁平静时期 t = 0 s, 1200 s, 2400 s 和 3600 s 时, 积分等离子体密度N (a) ～ (d)及扰动等离子体密度δN相对于背景积分等离子体密度N_0的百分比 (e)～(h) [17]

Fig. 5 Integrated plasma density N (a)–(d) and the percentage change of perturbed plasma density δN with respect to the initial plasma density N_0 (e)–(h) at t = 0 s, 1200 s, 2400 s and 3600 s during geomagnetically quiet condition[17]

3.1 GDI 数值模拟

描述 GDI 演化过程的等离子体电动力学方程组如下[17]:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t}+\nabla\cdot(\boldsymbol{v}_\alpha n_\alpha)=0, \tag{22}$$

$$-\frac{q}{m_\mathrm{e}}(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}_\mathrm{e}\times\boldsymbol{B})=0, \tag{23}$$

$$\frac{q}{m_\mathrm{i}}(\boldsymbol{E}+\boldsymbol{v}_\mathrm{i}\times\boldsymbol{B})-\nu_\mathrm{in}\boldsymbol{v}_\mathrm{i}=0, \tag{24}$$

$$\nabla\cdot\boldsymbol{J}=\nabla\cdot[q(n_\mathrm{i}\boldsymbol{v}_\mathrm{i}-n_\mathrm{e}\boldsymbol{v}_\mathrm{e})]=0. \tag{25}$$

式中, 下标α代表不同种类的等离子体, 分别用 i 和 e 表示 O^+离子和电子; $n_{\mathrm{i,e}}$, $\boldsymbol{v}_{\mathrm{i,e}}$ 和 $m_{\mathrm{i,e}}$分别为离子和电子的数密度、速度和质量; $\boldsymbol{E}$为静电近似下的电场; $\boldsymbol{B}$为地磁场; ν_in为离子–中性粒子碰撞频率; $\boldsymbol{J}$为电流密度.

从不稳定性理论上看, 赤道地区 RTI (Rayleigh-Taylor Instability) 与高纬极区 GDI 所产生的电离层不规则体都是交换不稳定性作用的结果, 通常可将上述两类不稳定性机制统称为广义瑞利–泰勒不稳定性 (GRTI). 二者数值模拟算法也基本一致, 二维 GDI 模型算法也基于 Li 等[15] 的二维赤道不规则体模型, 通过式 (25) 得到电势方程, 并求解得到电势 (电场), 进而计算出$\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{B}$漂移速度, 最后将此速度代入连续性方程式 (22) 计算等离子体密度分布, 即可完成一次迭代求解. 但不同的是, 在赤道地区的 RTI 主要由垂直方向重力驱动, 而极区的 GDI 则由水平方向电离层背景电场或中性风场驱动.

3.2 高纬 GDI 不稳定性中次级结构的形成

GDI 在高纬度电离层中尤为重要, 该区域天然满足 GDI 发展的背景条件, GDI 的效应也已被广泛研究. 观测显示, 在极盖等离子体斑块演化过程中, 斑块后缘通常出现细长的密度不规则体结构[18,19], 这些结构可能由 GDI 激发. 数值模拟进一步揭示观测到的现象的物理机制: GDI 在非线性阶段形成初级条纹状结构, 这些结构通过非线性级联过程进一步碎裂为更小尺度的次级结构. 然而, 非线性次级结构的形成过程并未被充分理解[20]. 通过数值模拟, 既可以完整呈现这一过程, 又可通过调控该过程中的各类参数进行模拟实验.

Tan 等[20] 通过数值模拟控制实验探究在高纬度电离层 F 区条件下, 波矢与电场条件如何调控 GDI 次级结构的生成与演化. 研究表明, 密度梯度方向非均匀背景电场引起的波矢方向变化导致 GDI 增长率改变, 使其即使在线性阶段, 仍偏离经典线性理论预测. 此外, 模拟结果还揭示, 当密度梯度方向电场/波矢存在时, 会破坏系统对称性, 导致次级分支结构在初级条纹的一侧优先形成. 图 6 给出 $t=550$ s 时不同方向背景电场$\boldsymbol{E}_x$作用下的等离子体密度分布. 从图 6 可以看出, 当$\boldsymbol{E}_x$电场 (即密度梯度方向电场) 方向改变时, 次级分支结构优先形成的位置也发生改变. 并且次级分支呈现涡旋状结构, 该涡旋结构的形态与开尔文–亥姆霍兹不稳定性 (KHI) 产生的涡旋相似. 然而这些涡旋的物理机制是截然不同的, KHI (Kelvin-Helmholtz Instability) 涡旋主要由速度剪切驱动, 而 GDI 涡旋则受电场与等离子体密度梯度相互作用的控制. 尽管在分支结构发展区域确实出现了速度剪切, 但其是由涡旋演化的结果, 而非涡旋发展的初始驱动力[20].

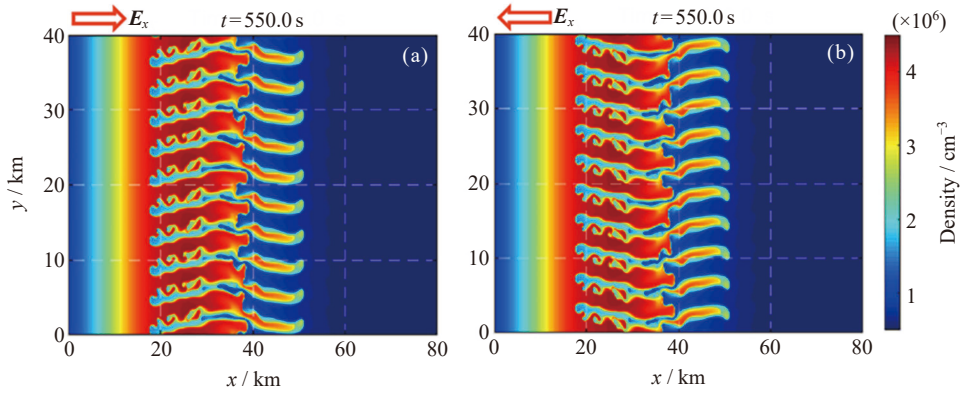


图 6 t=550 s 时不同方向背景电场$\boldsymbol{E}_x$作用下的等离子体密度分布

Fig. 6 Plasma density distribution at t=550 s under background electric fields $\boldsymbol{E}_x$ in different directions

4 部分电离等离子体不稳定性的电离层实验室模拟

等离子体不稳定性是电离层不规则体触发的重要机制之一, 实验室控制实验能为不稳定性激发和演化提供关键支撑. 中国科学技术大学电离层团队通过自主研制系列地面实验装置 (见图 7), 为电离层物理研究提供了受控且精密的模拟平台[21]. 为精确模拟电离层真实环境, 开发了创新的磁过滤等离子体源, 利用多尖点磁场结构和热灯丝放电技术, 成功产生出密度在 10^5 cm^{-3} 量级、离子和电子能量与真实电离层高度匹配的均匀等离子体[22]. 在测量方法上, 除了传统的改进型三探针、发射探针和三维磁探针外, 近期还建立了双光路激光诱导荧光 (LIF) 诊断系统. 该系统通过特定波长的激光激发, 能够同时以非侵入方式测量氩原子和离子的三维速度分布函数, 将速度测量的精确度提升至 $m{\cdot}s^{-1}$ 量级, 可直接观测离子与中性粒子间的动量转移和能量交换[23].

利用上述装置, 深入研究了电离层中由剪切流和密度梯度驱动的多种不稳定性过程及相干结构的演化. 针对极光区常见的宽带极低频 (BBELF) 波动, 实验室通过多层等离子体独立调控密度和等离子体电势的方法成功激发出峰值频率低至0.3 ω_{ci}的静电涨落, 验证了不均匀能量密度驱动不稳定性是产生此类波动的关键机制, 有效解释了卫星观测到的离子横向加速现象[24,25]. 针对电离层低层 (E 区和 D 区) 特有的部分电离特性, 分析了中性粒子碰撞对不稳定性的显著调控效果. 研究发现, 当电荷交换过程引起的拖拽力随中性密度增加而增强时, 等离子体会发生明显的模式转换, 在弱碰撞下占主导的开尔文–亥姆霍兹不稳定性 (KHI) 随剪切流作用减弱而受到抑制, 随后由于密度梯度产生的离心力效应增强, 进而触发了瑞利–泰勒不稳定性 (RTI). 这为理解不同海拔高度电离层不均匀体的形成差异提供了直接的实验依据[26].

此外, 还验证了中性碰撞会导致静电离子回旋波 (EIC) 的频率发生显著下移, 这源于碰撞耦合产生的等效质量增加效应[27]. 研究进一步揭示了中性成分在能量交换中扮演的复杂角色, 发现了波动可以从中性粒子中获得能量的正向反馈机制. 结果表明, 在强碰撞环境下, EIC 波的传播转而由中性运动支配, 导致波的相速度随碰撞频率增加而提升, 这修正了传统认为碰撞仅起耗散作用的认知. 这种从中性粒子汲取能量的过程对于解释底侧电离层的重分子离子加热具有重要价值[28].

5 展望

当前电离层不规则体数值模拟仍面临模型参数与实测条件匹配不足的问题, 尤其是中性风场、等离子体漂移速度等关键参数缺乏实时观测约束, 严重制约了模型对真实环境下不规则体动态演化过程的精准刻画与再现能力. 将多源观测数据引入数值模型, 有望显著提升对磁暴期电离层扰动的模拟精度. 通过融合卫星与地基观测数据, 对背景电场、等离子体密度等关键参数进行动态校准, 模型可更准确地捕捉不规则体的触发条件与传播特征, 从而为解释扰动期间不规则体活动的突发增强或区域性抑制现象提供更可靠的物理依据, 并为空间天气预报奠定基础. 此外, 基于地球电离层不规则体方面的研究基础, 将相关理

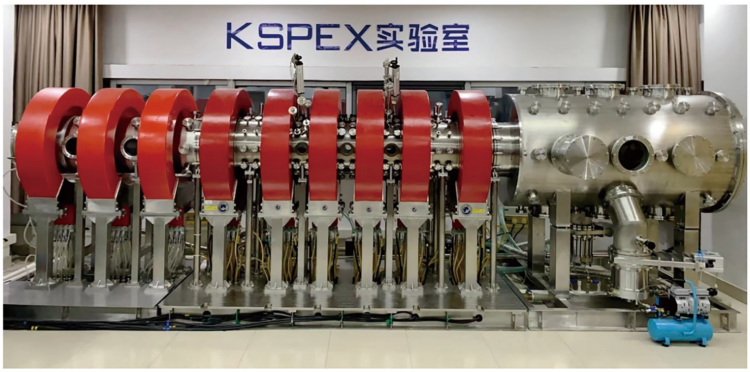


图 7 电离层模拟实验装置 KSPEX

Fig. 7 Ionospheric simulation experimental device KSPEX

论与方法拓展至其他行星电离层不规则体结构的形成与演化机理研究[29,30], 这是未来重要的发展方向.

电离层不规则体研究的另一个重要发展方向是围绕实验装置尺度开展协同数值模拟. 相较于传统直接面向电离层实际环境的数值模型, 实验室模拟装置具有边界条件可控、参数可调、可重复性强等优势, 但是其物理尺度、驱动方式和参数范围与真实电离层环境存在显著差异. 因此, 构建与实验装置相对应的高精度数值模型, 开展装置尺度的等离子体数值模拟, 有助于在理论、数值模拟与实验之间建立统一的物理描述框架. 一方面, 数值模型可为实验方案设计提供参数选取依据, 明确不同不稳定性模式的可观测条件和诊断特征; 另一方面, 实验结果又可作为理想化受控条件下的基准数据, 用于验证数值模型对关键物理过程的模拟能力. 这种实验–数值协同研究模式使研究从单一手段驱动转向多平台交叉验证, 可为理解真实电离层中复杂扰动环境下的不规则体演化机制提供更可靠的研究手段.

后记 谨撰此文, 以缅怀肖佐教授. 感念先生昔日之教诲, 永志不忘.

医学伦理 研究不涉及人体或动物实验.

利益冲突 所有作者均声明不存在利益冲突.

参考文献

[1] SCANNAPIECO A J, OSSAKOW S L. Nonlinear equatorial spread F[J]. *Geophysical Research Letters*, 1976, **3**(8): 451-454

[2] HUANG C S, KELLEY M C. Nonlinear evolution of equatorial spread F. 1. On the role of plasma instabilities and spatial resonance associated with gravity wave seeding[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1996, **101**(A1): 283-292

[3] XIAO Zuo, XIE Hong. Equatorial spread-F initiated by acoustic-gravity waves[J]. *Chinese Journal of Space Science*, 1994, **14**(3): 183-190 (肖佐, 谢红. 声重波激发的赤道Spread—F不稳定性 [J]. 空间科学学报, 1994, **14**(3): 183-190)

[4] XIE Hong, XIAO Zuo. Numerical simulation of spread-F in low and mid-latitudes[J]. *Chinese Journal of Geophysics*, 1993, **36**(1): 18-26 (谢红, 肖佐. 中低纬 Spread-F 的数值模拟 [J]. 地球物理学报, 1993, **36**(1): 18-26)

[5] HUBA J D, JOYCE G, KRALL J. Three-dimensional equatorial spread F modeling[J]. *Geophysical Research Letters*, 2008, **35**(10). DOI: 10.1029/2008GL033509

[6] YOKOYAMA T, SHINAGAWA H, JIN H. Nonlinear growth, bifurcation, and pinching of equatorial plasma bubble simulated by three-dimensional high-resolution bubble model[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2014, **119**(12): 10474-10482

[7] QIAN Y C, GEKELMAN W, PRIBYL P, *et al*. Design of the Lanthanum hexaboride based plasma source for the large plasma device at UCLA[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2023, **94**(8): 085104

[8] KOEPKE M E, AMATUCCI W E. Electrostatic ion-cyclotron wave experiments in the WVU Q machine[J]. *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1992, **20**(6): 631-635

[9] BLACKWELL D D, WALKER D N, AMATUCCI W E. Whistler wave propagation in the antenna near and far fields in the Naval Research Laboratory Space Physics Simulation Chamber[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, **17**(1): 012901

[10] WANG Wenqing, XIAO Zuo. An experimental study of the afterglow plasma[J]. *Chinese Journal of Space Science*, 1990, **10**(1): 61-65 (王文清, 肖佐. 余辉等离子体的实验研究 [J]. 空间科学学报, 1990, **10**(1): 61-65)

[11] XIAO Zuo. The resonance in afterglow plasmas and it's possible applications to space research[J]. *Acta Geophysica Sinica*, 1980, **23**(1): 13-18 (肖佐. 余辉等离子体中的谐振现象及其在空间研究中的可能应用 [J]. 地球物理学报, 1980, **23**(1): 13-18)

[12] LI Zezhong. Numerical Simulation of Low-Latitude Ionospheric Irregularities[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2023 (李泽众. 低纬电离层不规则体的数值模拟研究 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2023)

[13] LI Z Z, LEI J H, ZHANG B Z. Numerical considerations in the simulation of equatorial spread F[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2021, **126**(10): e2021JA029622

[14] ZALESAK S T, OSSAKOW S L. Nonlinear equatorial spread F: spatially large bubbles resulting from large horizontal scale initial perturbations[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 1980, **85**(A5): 2131-2142

[15] LI Z Z, LEI J H, ZHANG B Z. Three-dimensional simulation of equatorial spread F: effects of field-aligned plasma flow and ionospheric conductivity[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2023, **128**(3): e2022JA031070

[16] WANG Xiaochuan. Numerical Simulation of Low- and Mid- Latitude Ionospheric Irregularities[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2025 (王小川. 中低纬电离层不规则结构的数值模拟研究 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2025)

[17] WANG X C, LEI J H, ZHANG S R, *et al*. Simulation of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances

in the midlatitude ionosphere during stormtime[J]. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 2024, **129**(6): e2023JA032051

[18] SPICHER A, CAMERON T, GRONO E M, *et al*. Observation of polar cap patches and calculation of gradient drift instability growth times: a Swarm case study[J]. *Geophysical Research Letters*, 2015, **42**(2): 201-206

[19] Goodwin L V, Iserhienrhien B, Miles D M, *et al*. Swarm in situ observations of F region polar cap patches created by cusp precipitation[J]. *Geophysical Research Letters*, 2015, **42**(4): 996-1003

[20] TAN Y S, LEI J H, YAN M D. Formation of secondary structures associated with the gradient drift instability in the high-latitude ionosphere[J]. *Geophysical Research Letters*, 2026, **53**(4): e2025GL120134

[21] LIU Y, ZHANG Z K, LEI J H, *et al*. Design and construction of Keda Space Plasma Experiment (KSPEX) for the investigation of the boundary layer processes of ionospheric depletions[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, **87**(9): 093504

[22] LI M C, LIU Y, LEI J H. Design and fabrication of a magnetic filter source to produce ionospheric-like plasma[J]. *AIP Advances*, 2023, **13**(4): 045208

[23] JIANG J N, ZHANG Y S, LIU Y, *et al*. A laser-induced fluorescence diagnostic for simultaneous ion–neutral interaction measurements in ionospheric-like plasmas[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2025, **96**(10): 103505

[24] LIU Y, LEI J H, LI M C, *et al*. Independent excitation of inhomogeneous energy density driven instability by electron density gradient[J]. *Physics of Plasmas*, 2018, **25**(10): 102901

[25] LIU Y, LEI J H, YU P C, *et al*. Laboratory generation of broadband ELF waves by inhomogeneous plasma flow[J]. *Geophysical Research Letters*, 2017, **44**(4): 1634-1640

[26] ZHANG X, LIU Y, LEI J H, *et al*. Experimental study of the response of sheared $E \times B$ flow to varying ion–neutral collisions[J]. *The Astrophysical Journal*, 2023, **956**(1): 18

[27] LIU Y, JIN R, LI M C, *et al*. Existence of electrostatic ion cyclotron waves in a laboratory created E region ionospheric-like plasma[J]. *Geophysical Research Letters*, 2024, **51**(10): e2023GL107239

[28] JIANG J N, LIU Y, HUANG W L, *et al*. Plasma waves can gain energy from neutrals in partially ionized plasmas[J]. *The Astrophysical Journal*, 2024, **977**(2): 142

[29] JIANG K H, LEI J H, YAN M D, *et al*. Numerical simulation of Martian ionospheric irregularities[J]. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 2025, **130**(3): e2024JE008898

[30] JIANG K H, LEI J H, YAN M D. Beyond the electrostatic approach: numerical simulations of martian ionospheric Irregularitie[J]. *AGU Advances*, 2026, **7**: e2026AV002327

作者简介



雷久侯 男, 现为中国科学技术大学地球和空间科学学院讲席教授, 博士生导师, 主要研究方向为高层大气和电离层物理.

E-mail: leijh@ustc.edu.cn