中纬电离层电子密度和垂直漂移速度的潮汐波谱对比分析

王慧^{①②*}, 刘丁维^①

① 武汉大学电子信息学院空间物理系, 武汉 430072;

② 中国科学院国家空间科学中心, 北京 100190

* 联系人, E-mail: h.wang@whu.edu.cn

2015-06-12 收稿, 2015-07-17 接受, 2015-10-16 网络版发表

国家自然科学基金(41222030, 412221003, 41431073)资助

摘要 利用CHAMP卫星观测数据对全球中纬电离层电子密度(ΔN_e)和纬向风引起的等离子体漂移速度(ΔV_z)进行了非迁移潮汐波谱分析, 研究发现: D0(DE1)为南(北)半球 ΔN_e 和 ΔV_z 大尺度一(二)波结构的主导周日非迁移潮汐分量, 南半球主导波谱幅度大于北半球; 全球电离层-热层模型证实这些主导潮汐分量主要由电离层-热层当地物理过程激发; ΔN_e 和 ΔV_z 主导波谱强度的相对强弱程度不同, 随季节的变化规律不一致, 对太阳活动水平的响应也相反, 表明观测到的电子密度的经向差异还来源于除纬向风之外的其他物理过程.

关键词

电子密度
非迁移潮汐波谱
分析
纬向风
数值模拟

电离层电子密度对无线电波传播和人类活动有重要影响, 如无线电通讯、广播、导航和定位等, 因此一直是空间天气学研究的重要课题之一. 以往长期研究表明, 中性风对于电离层F层电子密度的分布有重要影响^[1]. 在中低纬区域热层风可以驱动等离子体沿磁力线运动, 由于电子-离子复合率随着高度升高而降低, 因此F层电子密度会随着向上(向下)运动而增加(减少).

Abur-Robb和Windle^[1]首先发现热层经向风能够对F层电子密度分布以及赤道地区南北半球之间等离子体运输产生影响. Heelis和Hanson^[2]进一步发现纬向风也能对上述两种过程产生影响. 至此, 不同太阳活动周期、季节和地方时条件下热层风对赤道电离层温度、密度、成分的影响成为科学家们广泛研究的内容之一.^[3~7]

中纬夏季夜间异常(MSNA), 或周日异常现象, 包含以下3个电子密度异常区^[8~14]: (1) 南威德尔海地区异常(Weddel Sea Anomaly, WSA); (2) 北大西洋;

(3) 东北亚地区异常. 在这3个区域, 夜间的电子密度比白天大. 科学家们提出多种物理机制对此进行解释, 其中, 热层风被视为重要的影响因素之一.^[8~14]

近几年Zhang等人^[15]发现中纬电离层电子密度存在经度变化. 根据北美GPS总电子含量(TEC)观测数据, 他们发现, 在地理纬度(GLat)20°~60°区域, 北美西侧(110°~130°W GLon)TEC在午前时段大于东侧(60°~80°W GLon), 而在午后时段相反. 他们认为纬向风导致的等离子体漂移随地理经度的变化引起了电子密度的经向变化. 为了进行验证, Zhang等人^[16]将位于Millstone(47°±6°GLat)的Fabry-Perot干涉仪(FPI)的夜间风数据, 与TEC的东西部差异(92°~51°W GLon)进行了对比, 结果表明, 这两种参数相关性较好. 随后Zhang等人^[17]利用经验正交函数 EOF对北美(20°~60° GLat, 135°~50°W GLon)GPS TEC数据进行了分解, 结果显示, EOF分量的空间分布与等离子体垂直漂移速度很好相关, 证明纬向风可影响电离

引用格式: 王慧, 刘丁维. 中纬电离层电子密度和垂直漂移速度的潮汐波谱对比分析. 科学通报, 2015, 60: 3239–3250

Wang H, Liu D W. Tidal spectrum analysis of electron density and plasma vertical velocity at mid-latitudes (in Chinese). Chin Sci Bull, 2015, 60: 3239–3250, doi: 10.1360/N972015-00256

<https://engine.scichina.com/doi/10.1360/N972015-00256>

层电子密度的变化. 随后科学家们利用地基观测数据对远东地区($40^{\circ}\sim 45^{\circ}$ GLat)和南半球部分区域电子密度的经度变化特征进行了类似研究^[18-20].

电离层和热层参数的经向分布通常可以用非迁移潮汐波谱进行分析^[21,22], 这些潮汐谱可以由电离层-热层局地作用过程(中性成分-离子相互作用)产生, 也可以直接从对流层向上传播至电离层. 例如, Xiong和Lühr^[23]发现D0和DE1在MSNA的形成过程中起到了很重要的作用. 以往许多工作对源于对流层的大气潮汐影响所导致的赤道电离层-热层调制进行了大量研究^[24-29]. 对流层内部潜热的释放产生的DE3/DE2非迁移潮汐波向上传播, 调制电离层E层电场, 并导致电离层各参数的经向波结构^[24-27]. 近期的观测和模拟研究表明, 局地电离层-热层耦合过程也可以产生非迁移潮汐波^[28,29]. 特别提到的是, Jones等人^[29]利用TIME-GCM数值模拟结果, 发现中性成分与带电粒子的相互作用可以激发局地非迁移潮汐分量如DE1, D0和DW2.

基于这些研究, 人们不禁要追问: 中纬电子密度的经向分布是由低层大气非迁移潮汐波引起还是由电离层-热层局地过程产生? 如果是后者, 纬向风引起的垂直等离子体速度是否是其唯一主导物理过程? 为了回答这些问题, 本文对中纬电子密度和纬向风导致的等离子体垂直漂移速度进行潮汐谱分析, 并对比研究两者随太阳活动和季节的变化规律, 进一步利用全球电离层-热层模型, 确定低层大气潮汐波对电离层参数的影响.

1 数据和模型

1.1 CHAMP卫星数据介绍

CHAMP卫星为近地极轨卫星(轨道倾角为 83.7°), 其轨道初始高度为450 km^[30], 2002~2003年间其轨道高度降至400 km, 而在2004~2005年间降至370 km. 该卫星轨道每130天(约4个月)覆盖所有地方时. 其星载朗缪尔探针(PLP)可以测量电子密度, 时间精度为15 s. 热层纬向风由星载加速度仪数据推算得到(详细推算请参考文献[31]), 风速精度大约为 $\pm 10\text{ m s}^{-1}$.

由于在太阳活动低年, CHAMP卫星纬向风数据不可靠(E. Doornbos, 2013, 私人讨论), 本文仅研究太阳活动高年(2002~2003年, $F_{10.7} \approx 154$)和中年(2004~2005年, $F_{10.7} \approx 99$)两种情形, 并以两分两至点

划分四季, 每季天数为131 d, 以确保CHAMP卫星在每季能覆盖所有磁地方时. 本文主要关注中纬度区域($\pm 40^{\circ}\sim \pm 60^{\circ}$ 磁纬, MLat), 主要是因为带电粒子主要受控于地磁场的作用. 按地理经度间隔为 15° 、磁地方时间间隔为1 h来分组平均数据, 每组至少包含300个观测数据, 从而得到全球中纬区域电子密度和纬向风导致的等离子体垂直漂移速度(详见2.2节)随地理经度-磁地方时的分布图. 将每小时磁地方时范围内的观测数据减去经向平均值(以消除迁移潮汐波的影响), 得到电子密度和垂直速度的扰动值随地理经度和磁地方时的分布图, 并进行非迁移潮汐波谱分析.

1.2 等离子体垂直漂移速度

热层风导致的等离子体的垂直漂移速度可以写成下式:

$$V_z = U_m \cos D \cos |I| \sin |I| \mp U_z \sin D \cos |I| \sin |I|, \quad (1)$$

其中, 负号和正号分别代表北半球和南半球; z 轴为以地心为中心的径向方向, 向外为正; V_z 是等离子体的垂直速度分量; U_m 和 U_z 分别表示风的经向(朝赤道为正)和纬向(朝东为正)速度分量; D 为磁偏角(东向为正); I 为磁倾角(北半球为正值, 南半球为负值), 可从国际地磁参考场(IGRF)模型推算得到^[32].

1.3 GITM模型

全球电离层-热层模型(global ionosphere and thermosphere model, GITM)为密歇根大学空间环境模拟中心建立的三维非流体静力学模型^[33]. 该模型求解电离层-热层连续性、动量和能量方程, 离子动量方程考虑了压强梯度力、重力、中性风和电场等, GITM由高纬电场^[34]、极区离子沉降^[35]、太阳紫外线和大气潮汐波(全球尺度波动模型, GSWM)来驱动^[36]. GITM模型利用MSIS^[37]和IRI^[38]来初始化中性成分和带电粒子的密度和温度, IGRF^[32]描述地磁场结构. GITM模型空间精度为 1° (纬度), 5° (经度), 高度范围为100~600 km, 模型预运行48 h达到稳定状态, 后续24 h的输出结果用做分析. 前期已有大量工作利用GITM模型对电离层-热层物理现象开展了大量研究, 且模拟结果已得到地面和卫星观测的证实^[39-41].

1.4 潮汐波谱分析

非迁移潮汐波能在全球范围内振荡, 周期等同于一个太阳日谐波. 它既能向东或者向西传播, 也能

在原地振荡. 前人的研究中, 已经通过公式详细地描述了卫星观测的经向差异与非迁移潮汐分量之间的关系^[21,27]. 经向平均值一般会被减去以此来消除迁移潮汐波, 通过傅里叶变换, 每个潮汐分量的振幅和相位都可以被解出, 日非迁移潮汐波(缩写为D)的周期为24 h, 其纬向波数为 s , 分别用缩写, DW_s 或者 DE_s 来描述波数为 s 的向西或者向东传播的日非迁移潮汐波, $D0$ 表示在全部经度上同时减小或者增大的非迁移潮汐波, 纬向波数为 s 的静止行星波用 SPW_s 表示.

2 观测结果分析

2.1 电子密度的潮汐波结构

图1和2给出北半球和南半球中纬CHAMP观测电子密度扰动值(ΔN_e)随地理经度和磁地方时的分布. ΔN_e 为减去经向平均值后的电子密度扰动值, 正值表示在每个磁地方时时段, 电子密度大于经向平均值. 从图1中可以发现, 北半球 ΔN_e 经向剖面具有双峰-双谷结构, 即二波结构, 而南半球经向呈现单峰-单谷, 即一波结构. 这种二波或一波结构的出现几乎与季节和太阳活动水平无关.

图S1给出南北半球电子密度日非迁移潮汐谱和静止行星际波谱的分布图, 本文主要关注大尺度结构, 故只考虑7个日非迁移潮汐波和4个静止行星际波分量: $DE1$, $DE2$, $DE3$, $D0$, $DW2$, $DW3$, $DW4$ 和 $SPW1-4$. 红(蓝)色分别代表北(南)半球, 实(虚)线分别代表太阳活动高(中)年, 波数的正负值代表着潮汐的传播方向, 西向为正, 东向为负. 从图S1中可以看出, 在北半球, $DE1$, $D0$, $DW3$, $SPW2$ 是主导非迁移潮汐分量, 而在南半球, $D0$, $DW2$, $SPW1$ 为主导分量, 这些非迁移潮汐分量的幅度随着太阳活动水平的降低而减小.

图S2给出主导谱分量随季节的变化, 可以看出, 这些分量随季节和太阳活动水平的变化规律不同. 北半球最大的潮汐分量为 $DE1$, 在太阳活动高年, 其在春季取得最大值 $6.5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 在冬季取得最小值 $4 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. 而在中等太阳活动水平下, 在夏季取得最大值 $3.6 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 在冬季取得最小值 $1.85 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. 有趣的是, $DE1$ 的季节性变化与背景平均电子密度(黑色虚线)一致, 表明 ΔN_e 的经向差异也取决于背景平均电子密度; 作为第二大分量 $D0$, 其在太阳活动高

年的最大值出现在春季, 为 $4 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 最小值在夏季出现, 为 $2.8 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 但是在中等太阳活动水平期间, 它的值并没有太大的季节性变化, 一直稳定在 $1.7 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$ 左右; $DW3$ 为第三大全日潮汐分量. 在太阳活动高年, 其最大值出现在夏季, 大小为 $2.5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 在太阳活动中年, 其最大值出现在春季, 大小为 $1.6 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 而其最小值在两种太阳活动水平下皆出现在冬季; $DW2$ 在太阳活动高年的最大值出现在春季, 大小为 $2.1 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 最小值出现在夏季, 但是在太阳活动中年, 它的季节性变化并不是很明显; $SPW2$ 的值小于 $DE1$, 其最大值出现在春季, 在太阳活动高中年分别分别为 4.5×10^{10} 和 $1.8 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 其最小值出现在夏季, 分别为 1.5×10^{10} 及 $0.3 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$.

在南半球, 最大的潮汐分量为 $D0$. 太阳活动高年, 其最大值出现在当地时间秋季, 大小为 $18.5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 最小值出现在当地时间冬季, 大小为 $11 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 太阳活动中年, 其最大值出现在当地时间夏季, 大小为 $8.2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 最小值出现在当地时间冬季, 大小为 $3.8 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$. 同样地, $D0$ 的季节性变化与全球背景电子密度平均值的变化(黑色虚线)一致; 太阳活动高年, $DW2$ 的最大值出现在当地时间春季, 大小为 $9.2 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 最小值出现在当地时间冬季, 太阳活动中年, 其最大值出现在当地时间夏季, 大小为 $6.7 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 最小值也出现在当地时间冬季; $SPW1$ 的值小于 $D0$, 太阳活动高年, 其最大值出现在当地时间冬季, 大小为 $8 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 在太阳活动中年, 其最大值出现在当地时间夏季, 大小为 $5.5 \times 10^{10} \text{ m}^{-3}$, 而最小值在两种太阳活动水平下均出现在当地时间春季.

2.2 纬向风引起的等离子体垂直速度

本文基于CHAMP观测到的纬向风的数据(CHAMP不提供经向风的数据), 利用方程(1), 计算得出等离子体垂直速度(ΔV_z), 其随地理经度和磁地方时的分布图如图3和4所示. 从方程(1)可以看出, V_z 的符号取决于地磁偏角. 从图5可以看出, 在北半球有两个区域磁偏角为正, 两个区域磁偏角为负, 但在南半球, 正负磁偏角皆只有一个区域. 因此, 在北(南)半球, 由磁偏角引起的经向变化存在两(一)个增大和两(一)个减弱区域, 对应的等离子体垂直速度在北半球和南半球分别呈现二波和一波结构(图3和4).

纬向风引起的等离子体垂直速度的潮汐分解结

图 1 北半球中纬 CHAMP 卫星电子密度扰动值(ΔN_e)随地理经度和磁地方时的分布图. 春分((a), (e))、夏至((b), (f))、秋分((c), (g))和冬至((d), (h)). (a)~(d)为太阳活动高年, (e)~(h)为太阳活动中年

Figure 1 Longitudinal versus magnetic local time variations of the CHAMP electron density residuals (ΔN_e) in the Northern Hemisphere. March Equinox ((a), (e)), June Solstice ((b), (f)), September Equinox ((c), (g)), and December Solstice ((d), (h)). (a)~(d) High solar activity years, (e)~(h) medium solar activity years

图 2 南半球中纬 CHAMP 卫星电子密度扰动值(ΔN_e)随地理经度和磁地方时的分布图. 春分((a), (e)), 夏至((b), (f)), 秋分((c), (g))和冬至((d), (h)). (a)~(d)为太阳活动高年, (e)~(h)为太阳活动中年

Figure 2 Longitudinal versus magnetic local time variations of the CHAMP electron density residuals (ΔN_e) in the Southern Hemisphere. March Equinox ((a), (e)), June Solstice ((b), (f)), September Equinox ((c), (g)), and December Solstice ((d), (h)). (a)~(d) High solar activity years, (e)~(h) medium solar activity years

图3 CHAMP 卫星观测的纬向风引起的等离子体垂直速度(ΔV_z)随地理经度和地磁地方时的分布. 春分((a), (e))、夏至((b), (f))、秋分((c), (g))和冬至((d), (h)). (a)~(d)为太阳活动高年, (e)~(h)为太阳活动中年

Figure 3 Vertical plasma velocity (ΔV_z) due to zonal wind from CHAMP observations. March Equinox ((a), (e)), June Solstice ((b), (f)), September Equinox ((c), (g)), and December Solstice ((d), (h)). (a)~(d) High solar activity years, (e)~(h) medium solar activity years

图4 南半球纬向风引起的等离子体垂直速度(ΔV_z)随地理经度和地磁地方时的分布. 春分((a), (e)), 夏至((b), (f)), 秋分((c), (g))和冬至((d), (h)). (a)~(d)为太阳活动高年, (e)~(h)为太阳活动中年

Figure 4 Vertical plasma velocity (ΔV_z) due to zonal wind from Southern Hemisphere. March Equinox ((a), (e)), June Solstice ((b), (f)), September Equinox ((c), (g)), and December Solstice ((d), (h)). (a)~(d) High solar activity years, (e)~(h) medium solar activity years

图5 地磁倾角随地理经度和地磁地方时的分布图. (a) 北半球, (b) 南半球

Figure 5 Longitudinal versus magnetic local time distribution of the geomagnetic declination angle in the Northern (a) and Southern (b) Hemisphere

果如图S3所示. 在北半球, 日非迁移潮汐分量DE1, DW3, DW2和SPW2占主导地位, 而在南半球则分别为D0, DW2和SPW1. 南半球潮汐波幅度大于北半球, 日潮汐波的振幅随着太阳活动的增强而减弱. 这些非迁移潮汐分量的幅度随季节的变化如图S4所示. 从图中可以看出这些潮汐分量的季节性变化趋势较相似, 在北半球太阳活动高年(中年), DE1, DW3, DW2和DW3均在秋季(春季)取得最大值, 在春季(冬季)取得最小值. 在南半球太阳活动高年(中年), D0和DW2均在夏季(秋季)取得最大值, 在秋季(冬季)取得最小值. 南半球的谱分量明显大于北半球, 原因在于南半球的地磁倾角的经度变化比北半球大得多, 因此南半球由风场导致的等离子体垂直漂移速度随经度的变化更明显.

3 讨论

利用CHAMP卫星在南北半球中纬区域的观测数据, 对电子密度和纬向风导致的等离子体垂直漂移速度的经度变化进行了潮汐波谱分析, 并对比分析了两者的潮汐波谱特征. 与以往局地研究工作不同, 本文给出电子密度经度分布的全球分布图, 所使用的纬向风数据来自于卫星实地观测数据而非以往研究中所使用的假想值或经验模型, 并且首次得到由纬向风引起的垂直等离子体流速度的非迁移潮汐谱.

3.1 数值模拟

使用GITM模型来确定对流层大气非迁移潮汐波是否对电离层电子密度的经度分布有重要影响. 本

文选取太阳活动中的秋季来进行模拟, 模型中所用到的参数及其取值如下: 太阳风行星际磁场 $IMFB_x=0.20$ nT, $IMFB_y=0.13$ nT, $IMFB_z=-0.26$ nT, 太阳风速度 $V_x=452$ km s⁻¹, $F_{10.7}=99.2$ W m⁻², 半球功率 $HP=26.5$ GW. 这些参数均由2004~2005年秋分前后65 d(共131 d)的太阳风行星际磁场参数平均得到, GITM模型可以输出电离层和热层参数(如密度、温度和速度等). 将GITM模型运行2次, 第一次没有低层大气潮汐波输入(Run 1), 第二次加入低层大气非迁移潮汐波输入(Run 2), 通过比较2次模型运行结果, 可以判断电子密度的经度结构源于局地物理过程还是低层大气潮汐波向上传播. 由于以往的研究表明GSWM非迁移潮汐波模型与观测结果有较大差异^[42], 将2004年秋分前后40 d的TIMED TIDI和SABER风场和温度场数据进行潮汐波分解得到99 km高度的大气非迁移潮汐波(从东向3阶到西向5阶谱分量), 由于轨道限制, TIMED卫星高纬(±60°以上)数据稀疏, 本文只得到±60°纬度的潮汐波, 这些非迁移潮汐波作为边界条件输入到模型.

Run 1结果(没有低层大气潮汐波输入)如图6(a)所示. 模拟的电子密度的经度分布来源于电离层-热层局地物理过程, 模拟结果重现了北(南)半球电子密度二(一)波结构. 另外, 南北半球不对称性与观测结果相似, 该模型在大尺度范围内合理地重现了所观测到的电子密度经向结构.

Run 2减去Run 1的结果如图6(b)所示, 此时电子密度的经向分布仅源自低层大气非迁移潮汐波的影响. 在北美区域(180°W~0°)电子密度的东西差异

图6 (a), (b) GITM 模型运行结果-1 (Run 1), 南北半球秋分电子密度扰动值(ΔN_e)随地理经度-地磁地方时的分布图. 低层大气潮汐波已被忽略. (c), (d) GITM 模型运行结果-2 减去运行结果-1(Run 2-Run 1)后电子密度变化值随地理经度-地磁地方时的分布图. 运行结果-2 中低层大气潮汐波已被加入到模型低边界

Figure 6 Results of GITM model runs (Run 1). (a), (b) Geographical longitudinal versus magnetic local time distribution of the electron density residuals (ΔN_e) at September Equinox. Tidal input has been turned off at the low boundary of the GITM model. (c), (d) Residual ΔN_e by subtracting Run 1 from Run 2 with tidal inputs at the low boundary of GITM

有所增强,但是在欧亚和南半球电子密度经度结构不显著,某些区域东西部差异甚至有所减少.比较图6(a)和(b),可以得出结论,电离层电子密度的经向波动应主要源于局地电离层-热层耦合过程.

3.2 ΔN_e 和 ΔV_z 的潮汐波谱对比分析

纬向风导致的等离子体垂直漂移速度是否能足够描述 ΔN_e 的经度结构?如前所述, ΔN_e 和 ΔV_z 的经度结构或非迁移潮汐谱较为相似.如 ΔN_e 和 ΔV_z 具有相似的一(二)波结构.主导非迁移潮汐谱分量在北半球为DE1,南半球为D0,两者幅度有明显的南北半球不对称性和东西半球不对称性,这些相似点证实了纬向风机制的重要性.

然而, ΔN_e 和 ΔV_z 的谐波分量的相对强度,及其随季节和太阳活动水平的变化规律并不完全相同,主

要表现在以下几个方面: (1) 与 ΔV_z 相比,北(南)半球 ΔN_e 的DW3(DW2)分量比DE1(D0)弱得多; (2) 北半球D0是 ΔN_e 的第二大潮汐分量,却为 ΔV_z 第四大潮汐分量; (3) ΔN_e (ΔV_z)的潮汐分量幅度随太阳活动的增加而增大(减少); (4) ΔN_e 中的潮汐分量幅度的季节变化与 ΔV_z 不同, ΔV_z 中主导分量几乎具有相似的季节变化规律,而观测到的 ΔN_e 的日分量随着季节和太阳活动变化不同; (5) ΔV_z 中主导SPW分量在当地夏季特别大,而这一现象在 ΔN_e 中则不太明显.

因此,纬向风机制(ΔV_z)并不能完全解释 ΔN_e 中观测到的谐波分量,这些谐波分量的差异(比如季节、太阳周期、相对强度差异)说明观测到的电子密度的经向差异还可能来源于其他机制,如经向风、化学组成、太阳辐射等物理过程.这些需要利用数值模型和观测数据做进一步细致分析^[43].

4 结论

使用CHAMP卫星2002~2005年的观测数据研究了中纬度电离层电子密度(ΔN_e)的经度分布及其随太阳活动和季节的变化特征,并与纬向风导致的等离子体垂直漂移速度(ΔV_z)进行了对比分析.得到以下结论:南北半球的 ΔN_e 和 ΔV_z 的经度结构表现出一波和二波结构,该结构的出现与太阳活动水平和季节

无关,非迁移潮汐分量D0和DE1是其主导分量,潮汐波谱强度表现出明显的半球不对称性;模拟结果表明对流层的非迁移潮汐波对电离层电子密度的经度波结构不起主导作用,观测到的非迁移潮汐波主要来自电离层-热层局地耦合过程; ΔN_e 和 ΔV_z 的谐波分量的相对强度,及其随季节和太阳活动水平的变化规律并不完全相同,表明观测到的电子密度的经向差异还可能来源于纬向风之外的其他物理机制.

致谢 感谢德国地学研究中心科学小卫星CHAMP卫星的电子密度和风场数据,美国密歇根大学提供GITM模型,NASA/GSFC的OMNIWeb网站提供太阳风和行星际磁场数据以及NOAA提供HPI数据.

参考文献

- 1 Abur-Robb M F K, Windle D W. On the day and night reversal in NmF2 North-South asymmetry. *Planet Space Sci*, 1969, 17: 97–106
- 2 Heelis R A, Hanson W B. Interhemispheric transport induced by neutral zonal winds in the F region. *J Geophys Res*, 1980, 85: 3045–3047
- 3 Moffett R J, Hanson W B. Calculated distributions of hydrogen and helium ions in the low-latitude ionosphere. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 1973, 35: 207–222
- 4 Hanson W B, Nagy A F, Moffett R J. Ogo 6 measurements of supercooled plasma in the equatorial exosphere. *J Geophys Res*, 1973, 78: 751–756
- 5 West K H, Heelis R A. Longitude variations in ion composition in the morning and evening topside equatorial ionosphere near solar minimum. *J Geophys Res*, 1996, 101: 7951–7960
- 6 Venkatraman S, Heelis R. Effects of solar activity variations on adiabatic heating and cooling effects in the nighttime equatorial topside ionosphere. *J Geophys Res*, 1999, 104: 17117–17126
- 7 Burrell A G, Heelis R A. The influence of hemispheric asymmetries on field-aligned ion drifts at the geomagnetic equator. *Geophys Res Lett*, 2012, 39: L19101, doi: 10.1029/2012GL053637
- 8 Belchambers W H. Ionospheric measurements made at Halley Bay. *Nature*, 1958, 182: 1596–1597
- 9 Thampi S V, Balan N, Lin C, et al. Mid-latitude Summer Nighttime Anomaly (MSNA)—observations and model simulations. *Ann Geophys*, 2011, 29: 157–165
- 10 Lin C H, Liu C H, Liu J Y, et al. Midlatitude summer nighttime anomaly of the ionospheric electron density observed by FORMOSAT-3/COSMIC. *J Geophys Res*, 2010, 115: A03308, doi: 10.1029/2009JA014084
- 11 Liu H, Thampi S V, Yamamoto M. Phase reversal of the diurnal cycle in the midlatitude ionosphere. *J Geophys Res*, 2010, 115: 81–85
- 12 Burns A G, Solomon S C, Wang W, et al. The summer evening anomaly and conjugate effects. *J Geophys Res*, 2011, 116: A01311, doi: 10.1029/2010JA015648
- 13 Horvath I, Essex E A. The Weddell sea anomaly observed with the Topex satellite data. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 2003, 65: 693–706
- 14 He M, Liu L, Wan W, et al. A study of the Weddell Sea Anomaly observed by FORMOSAT-3/COSMIC. *J Geophys Res*, 2009, 114: A12309, doi: 10.1029/2009JA014175
- 15 Zhang S, Foster J C, Coster A J, et al. East-West Coast differences in total electron content over the continental US. *Geophys Res Lett*, 2011, 38: 103–140
- 16 Zhang S, Foster J C, Holt J M, et al. Magnetic declination and zonal wind effects on longitudinal differences of ionospheric electron density at midlatitudes. *J Geophys Res*, 2012, 117: 101–110
- 17 Zhang S, Chen Z, Coster A J, et al. Ionospheric symmetry caused by geomagnetic declination over North America. *Geophys Res Lett*, 2013, 40: 5350–5354
- 18 Zhao B, Wang M, Wang Y, et al. East-west differences in F-region electron density at midlatitude: Evidence from the Far East region. *J Geophys Res*, 2013, 118: 542–553
- 19 Xu J S, Li X J, Liu Y W, et al. TEC differences for the mid-latitude ionosphere in both sides of the longitudes with zero declination. *Adv Space Res*, 2014, 54: 883–895

- 20 Luan X, Dou X. Seasonal dependence of the longitudinal variations of nighttime ionospheric electron density and equivalent winds at southern midlatitudes. *Ann Geophys*, 2013, 31: 1699–1708
- 21 Forbes J M. Troposphere-thermosphere tidal coupling as measured by the SABER instrument on TIMED during July–September 2002. *J Geophys Res*, 2006, 111: A10S06, doi: 10.1029/2005JA011492
- 22 Häusler K, Lühr H. Nonmigrating tidal signals in the upper thermospheric zonal wind at equatorial latitudes as observed by CHAMP. *Ann Geophys*, 2009, 27: 2643–2652
- 23 Xiong C, Lühr H. The Midlatitude Summer Night Anomaly as observed by CHAMP and GRACE: Interpreted as tidal features. *J Geophys Res*, 2014, 119: 4905–4915
- 24 Immel T J, Sagawa E, England S, et al. Control of equatorial ionospheric morphology by atmospheric tides. *Geophys Res Lett*, 2006, 33: 198–210
- 25 Wan W, Xiong J, Ren Z, et al. Correlation between the ionospheric WN4 signature and the upper atmospheric DE3 tide. *J Geophys Res*, 2010, 115: A1303, doi: 10.1029/2010JA015527
- 26 Lühr H, Rother M, Häusler K, et al. Direct comparison of nonmigrating tidal signatures in the electrojet, vertical plasma drift and equatorial ionization anomaly. *J Geophys Res*, 2012, 75: 31–43
- 27 Häusler K, Lühr H, Hagan M E, et al. Comparison of CHAMP and TIME-GCM nonmigrating tidal signals in the thermospheric zonal wind. *J Geophys Res*, 2010, 115: 288–303
- 28 Oberheide J, Forbes J M, Zhang X, et al. Climatology of upward propagating diurnal and semidiurnal tides in the thermosphere. *J Geophys Res*, 2011, 116: 387–410
- 29 Jones Jr M, Forbes J M, Hagan M E, et al. Non-migrating tides in the ionosphere-thermosphere: *In situ* versus tropospheric sources. *J Geophys Res*, 2013, 118: 2438–2451
- 30 Reigber C, Lühr H, Schwintzer P. CHAMP mission status. *Adv Space Res*, 2002, 30: 129–134
- 31 Doornbos E, Den Ijssel J V, Lühr H, et al. Neutral density and crosswind determination from arbitrarily oriented multiaxis accelerometers on satellites. *J Spacecr Rockets*, 2010, 47: 580–589
- 32 Maus S, MacMillan S, Chernova T, et al. The 10th-generation international geomagnetic reference field. *Geophys J Int*, 2005, 161: 561–565
- 33 Ridley A J, Deng Y, Tóth G. The global ionosphere thermosphere model. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 2006, 68: 839–864
- 34 Weimer D R. Improved ionospheric electrodynamic models and application to calculating Joule heating rates. *J Geophys Res*, 2005, 110: A05306, doi: 10.1029/2004JA010884
- 35 Fuller-Rowell T J, Evans D S. Height-integrated Pedersen and Hall conductivity patterns inferred from the TIROS-NOAA satellite data. *J Geophys Res*, 1987, 92: 7606–7618
- 36 Hagan M E, Forbes J M. Migrating and nonmigrating diurnal tides in the middle and upper atmosphere excited by tropospheric latent heat release. *J Geophys Res*, 2002, 107: D244754, doi: 10.1029/2001JD001236
- 37 Hedin A E. Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *J Geophys Res*, 1991, 96: 1159–1172
- 38 Bilitza D. International Reference Ionosphere 2000. *Radio Sci*, 2001, 36: 261–275
- 39 Deng Y, Fuller-Rowell T J, Akmaev R A, et al. Impact of the altitudinal Joule heating distribution on the thermosphere. *J Geophys Res*, 2011, 116: 2–3
- 40 Yiğit E, Ridley A J. Effects of high-latitude thermosphere heating at various scale sizes simulated by a nonhydrostatic global thermosphere-ionosphere model. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 2011, 73: 592–600
- 41 Zhu J, Ridley A J. The effect of background conditions on the ionospheric response to solar flares. *J Geophys Res*, 2014, 119: 5060–5075
- 42 Wu Q, Ortland D A, Foste B, et al. Simulation of nonmigrating tide influences on the thermosphere and ionosphere with a TIMED data driven TIEGCM. *J Atmos Sol-Terr Phys*, 2012, 90-91: 61–67
- 43 Wang H, Ridley A, Zhu J. Theoretical study of zonal differences of electron density at mid-latitudes with GITM simulation. *J Geophys Res*, 2015, 120: 2951–2966

Tidal spectrum analysis of electron density and plasma vertical velocity at mid-latitudes

WANG Hui^{1,2} & LIU DingWei¹

¹ Department of Space Physics, School of Electronic Information, Wuhan University, Wuhan 430072, China;

² State Key Laboratory of Space Weather, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

This study investigates the global magnetic local time versus longitudinal pattern of electron density (N_e) and vertical plasma velocity induced by the zonal wind (V_z) at mid-latitudes. The tidal signatures of both N_e and V_z are analyzed by using CHAMP observations. DE1 (D0) are major diurnal tidal component for the large scale wave-2 and wave-1 structures in both N_e and V_z in the Northern and Southern Hemispheres. The tidal amplitudes of N_e and V_z exhibit hemispheric asymmetries, i.e., larger in the south than in the north. The global ionosphere-thermosphere model without up-propagating tides can reproduce generally well the observed large scale longitudinal structure of N_e . This supports the important role of *in situ* physical processes. The relative amplitudes of the tidal components as well as their seasonal and solar cycle variations of N_e are not always consistent with those of V_z . These discrepancies suggest that there exist other mechanisms that can modulate the longitudinal distribution of N_e , which should be considered in the future work.

electron density, non-migrating tidal analysis, zonal wind, model simulation

doi: 10.1360/N972015-00256

补充材料

图 S1 电子密度 ΔN_e 的波谱

图 S2 主要潮汐分量的季节变化

图 S3 CHAMP 观测的纬向风引起的等离子体垂直速度的潮汐谱

本文以上补充材料见网络版 csb.scichina.com. 补充材料为作者提供的原始数据, 作者对其学术质量和内容负责.