0254-6124/2022/42(6)-1100-11 *Chin. J. Space Sci.* 空间科学学报

FENG Taojun, YU Qian, ZHANG Kai. An Algorithm for Retrieving Ionospheric Electron Density from Far Ultraviolet Remote Sensing Based on Maximum Likelihood Estimation (in Chinese). *Chinese Journal of Space Science*, 2022, **42**(6): 1100–1110. DOI:10.11728/cjss2022.06.211115118

基于最大似然估计的远紫外遥感反演电离层电子密度算法*

冯桃君　于　钱　张　凯

(北京卫星环境工程研究所　北京　100094)

摘　要　原子氧 135.6 nm 夜气辉主要由氧离子 O^+与电子的辐射复合反应生成，一些星载远紫外遥感观测任务证实 135.6 nm 夜气辉可用于反演电离层电子密度。针对远紫外临边遥感观测反演电离层电子密度，分析了 135.6 nm 夜气辉辐射强度与电子密度之间的非线型前向模型，基于离散反演理论设计了从夜间 135.6 nm 临边观测数据反演电子密度高度分布的反演算法，算法应用最大似然估计通过迭代求解电离层参数的最佳拟合值。通过仿真计算了 TIMED 卫星上全球紫外成像仪 GUVI 观测的反演结果，验证了本反演算法的可行性。对 GUVI 的实际观测数据进行反演，获得了电子密度高度分布。通过与 GUVI 数据的电离层参数对比分析得出，本文建立的反演模型使 N_mF_2 被高估，同时使 h_mF_2 被低估。对于不同的太阳活动强度，N_mF_2 和 h_mF_2 的系统误差分别在 10% 和 5% 以内，能较精确地获得电离层参数。精确获得电离层电子密度信息对于提高空间天气预报及电离层模型的修正具有重要意义。

关键词　远紫外，遥感，电离层，反演算法，电子密度

中图分类号　P356

An Algorithm for Retrieving Ionospheric Electron Density from Far Ultraviolet Remote Sensing Based on Maximum Likelihood Estimation

FENG Taojun　YU Qian　ZHANG Kai

(*Beijing Institute of Spacecraft Environment Engineering*, *Beijing* 100094)

Abstract　The OI 135.6 nm nighttime emission is dominantly produced by radiative recombination of O^+ ions and electrons. Many previous space-based Far Ultraviolet (FUV) remote sensing experiments have demonstrated that OI 135.6 nm nighttime intensity can be used to infer the ionospheric F region electron density. This paper firstly presents a forward model specifying the nonlinear relationship be-

* 国家重点研发计划项目资助（2016 YFB0501300，2016 YFB0501304）

2021-11-15 收到原稿，2022-05-05 收到修定稿

E-mail：taozi_1227@126.com

tween electron density and 135.6 nm nightglow intensity. Then, we develop an algorithm to infer the altitude profile of electron density from the nighttime 135.6 nm limb intensity measurements using Discrete Inverse Theory (DIT). The algorithm applies maximum likelihood method to iteratively seek the most probable values of the ionospheric parameters. The viability of this algorithm is verified through performing the simulation of the synthetic 135.6 nm limb observation data generated from forward model using the TIMED/GUVI limb scan configuration. Finally, we invert the realistic GUVI limb observation measurements and obtain the retrieved Electron Density Profile (EDP). The comparison between retrieved ionospheric parameters and GUVI products suggests that the forward model tends to overestimate the N_mF_2 and underestimate the h_mF_2. The systematic error is within 10% for N_mF_2 and 5% for h_mF_2 for different level of solar activity. Determining ionosphere electron density with high precision could help improve the ionospheric model and forecast the space weather.

Key words Far ultraviolet, Remote sensing, Ionosphere, Inversion algorithm, Electron density

0 引言

电离层扰动会对卫星通信和全球定位系统(Global Position System, GPS)产生严重影响, 使得建立电离层模型与预报电离层行为变得十分重要, 逐步发展出了地基与天基两种探测技术[1]。地基电离层探测技术发展比较成熟, 目前已建成的电离层观测站可以对全球范围内很多重要区域进行电离层观测记录。天基电离层探测技术手段主要包括无线电和光学两种, 无线电探测中最为典型的代表是 GPS 掩星技术[2,3]。星载远紫外(Far Ultraviolet, FUV)遥感是近 20 多年来发展起来的一项技术, 其优势是地球大气的吸收作用可提供无 FUV 的观测背景[4]。另外, 相较于地基和 GPS 掩星探测, 星载远紫外遥感可以实现全球范围的连续观测。

在地球大气的远紫外气辉中, 原子氧 OI 135.6 nm 被广泛应用于各个卫星的观测实验中, 夜间 OI 135.6 nm 主要由氧离子 O^+和电子 e^- 的辐射复合反应产生[4], 导致 OI 135.6 nm 夜气辉的辐射强度与电子密度的平方正相关[5,6]。从 21 世纪初开始, 先后在 DMSP[7], IMAGE[8], TIMED[9] 和 SES-14[10] 等卫星上搭载了远紫外气辉测量仪器, 开展对地球高层大气与电离层的遥感探测。DeMajistre 等[11] 利用正则化的最小二乘法, 从搭载在 TIMED 上的 GUVI 成像仪临边观测的 135.6 nm 辐射强度反演得到了夜间电离层电子密度分布(Electron Density Profile, EDP)。搭载在 COSMIC 卫星上的光度计 TIP 利用 135.6 nm 辐射强度与峰值电子密度的线性关系获得了峰值电子密度[6], TIP 观测数据结合 COSMIC 上的掩星实验 GOX 能重建电离层二维结构[12]。综上研究表明, 对夜间 135.6 nm 气辉辐射的遥感观测能反演获得电离层电子密度分布, 能进一步预测分析与电离层相关的空间天气。然而, 中国对电离层的紫外遥感观测及其反演问题的研究才刚刚兴起。

本文分析了 135.6 nm 夜气辉的辐射机制, 基于计算辐射强度的前向模型, 通过模拟仿真验证了最大似然估计法反演电子密度高度分布的可行性。进而将该算法应用于 GUVI 夜间临边实测数据, 反演得到了电子密度高度分布。

1 夜间 135.6 nm 夜气辉辐射机理

根据夜气辉辐射产生的光化学过程可知, 夜间电离层的 OI 135.6 nm 气辉辐射主要是由 O^+与电子的辐射复合过程产生, 即

$$O^+ + e^- \rightarrow O + h\nu\,(135.6\ \text{nm})\,.$$

很小一部分来自 O^+与 O^-的中和反应。辐射复合反应产生激发态的原子氧 $O(^5S_2)$在返回基态 $O(^3P_{2,1})$时, 会伴随 135.6 nm 的双谱线辐射, 线中心分别位于 135.5598 nm 和 135.8512 nm[4,13]。

辐射复合及中和反应产生的 OI 135.6 nm 夜气辉体发射率在高度 z 上的分布可表示为

$$\varepsilon_0(z) = \beta\frac{k_1k_2n_O(z)\,n_e(z)\,n_{O^+}(z)}{k_2n_{O^+}(z)+k_3n_O(z)} + \alpha n_e(z)\,n_{O^+}(z)\,. \tag{1}$$

式中, α=7.5×10^{-13} cm^3·s^{-1}, 为辐射复合速率; β=0.54, 为中和反应中生成激发态原子氧的反应所占比例; 反应系数 k_1, k_2, k_3 分别为 1.3×10^{-15} cm^3·s^{-1}, 10^{-7} cm^3·s^{-1} 和 1.4×10^{-10} cm·s^{-1}; $n_O(z)$, $n_e(z)$和$n_{O^+}(z)$分别代表氧原子、电子及氧离子密度[12,14]。

由于中和反应贡献比较少, 为了简化计算, 不考虑中和反应。135.6 nm 在 100 km 处的光学深度约为 1[14,15], 可视为光学薄线, 计算中忽略辐射传输效应。此外, 电离层整体呈电中性, 且电离层 F 区的 O^+密度与电子密度可认为近似相等, 即 $n_e(z)\approx n_{O^+}(z)$, 但该假设仅适用于约 200～500 km 的电离层。对于 500 km 以上的电离层, H^+逐渐成为主要离子成分, 对于 200 km 以下的电离层, O_2^+和 NO^+等离子成分变得不可忽略[1]。

基于以上假设, 电离层 F 区的 OI 135.6 nm 夜气辉体发射率可以简化为

$$\varepsilon(z)\approx\alpha {n_e}^2(z). \tag{2}$$

一旦获得体发射率的分布, 星载探测器测量的夜气辉 OI 135.6 nm 辐射强度 I (单位瑞利数 Ra)是体发射率沿视线路径的积分, 有

$$4\pi I\approx 10^{-6}\int \alpha {n_e}^2(s)\,\mathrm{d}s. \tag{3}$$

式中, s 为沿视线方向到探测器的距离。

2 反演算法

为计算辐射强度, 将式(3)离散化, 即将卫星高度下方的电离层在垂直方向上分成 L 层, 并假设每层的电子密度是一常数, 这样将式(3)可以改写为如下离散形式:

$$4\pi I=10^{-6}\alpha\sum_{i=1}^{L}{n_e}^2(z_{ic})\,\Delta s_i. \tag{4}$$

式中, z_{ic} 为第 i 层的中心高度, Δs_i 为视线在第 i 层的截距。在离散前向模型中, 用 Chapman 三参数函数表示电子密度的高度分布, 有

$$n_e(z)=N_m\exp\left\{\frac{1}{2}\left[1-\frac{z-h_m}{H}-\exp\left(-\frac{z-h_m}{H}\right)\right]\right\}. \tag{5}$$

其中, N_m 为峰值电子密度, h_m 为峰值高度, z 为海拔高度, H 为原子氧标高[12,14]。

离散化后, 电离层参数与观测数据之间的关系式(4)可广义地表示为

$$\boldsymbol{G}(\boldsymbol{m})=\boldsymbol{d}. \tag{6}$$

其中, $\boldsymbol{m}$ 为模型参数矢量, 其长度为 M; $\boldsymbol{d}$ 为观测数据矢量, 其长度为 N, 而 N 个离散的观测数据点对应 N 个不同的观测角。$\boldsymbol{G}$ 为矢量函数, 表征了模型参数与数据之间的映射关系[16,17]。在本文中, $\boldsymbol{m}$=[N_m, h_m, H], M=3, 式(6)关于 $\boldsymbol{m}$ 是一个非线型模型。

观测数据的测量误差往往可看作高斯分布, 则观测数据的概率可表示为

$$P(\boldsymbol{d}_o)\propto\exp\left[-\frac{1}{2}(\boldsymbol{d}_t-\boldsymbol{d}_o)^{\mathrm{T}}(\mathrm{cov}\boldsymbol{d}_t)^{-1}(\boldsymbol{d}_t-\boldsymbol{d}_o)\right]. \tag{7}$$

其中, $\boldsymbol{d}_o$为观测数据, $\boldsymbol{d}_t$为模型真值, cov$\boldsymbol{d}_t$为数据的协方差矩阵。由于各个观测值是相互独立的, 所以cov$\boldsymbol{d}_t$是一个对角线矩阵, 对角线元素是各观测值标准差 σ_j (j=1,2,…,N) 的平方。最大似然估计法就是找到使概率 $P(\boldsymbol{d}_o)$ 最大的模型参数$\boldsymbol{m}_e$, 该$\boldsymbol{m}_e$称为模型参数 $\boldsymbol{m}$ 的最大似然估计[17]。概率 $P(\boldsymbol{d}_o)$ 最大等效为使统计量χ^2最小, 即

$$\chi^2=(\boldsymbol{d}_t-\boldsymbol{d}_o)^{\mathrm{T}}(\mathrm{cov}\boldsymbol{d}_t)^{-1}(\boldsymbol{d}_t-\boldsymbol{d}_o). \tag{8}$$

由于前向模型关于 $\boldsymbol{m}$ 是非线型的, 本文使用 Levenberg-Marquardt 迭代法求解参数的最大似然估计$\boldsymbol{m}_e$[18,19]。首先, 选择参数的迭代初始值$\boldsymbol{m}_0$, 代入前向模型计算获得辐射强度真值$\boldsymbol{d}_t$; 然后, 通过式(8)计算得到χ^2, 并按 Levenberg-Marquardt 方法获得下一步计算的参数$\boldsymbol{m}_1$。依此类推, 直到第 k 步的χ^2比第 k–1 步的小且χ^2的变化量小于 0.1% 时, 迭代停止, $\boldsymbol{m}_k$作为参数的最大似然估计$\boldsymbol{m}_e$。

3 反演算法验证

为验证该算法的可行性, 首先仿真计算 TIMED 卫星上 GUVI 的临边观测值。TIMED 卫星运行在 625 km 的圆形轨道, 倾角 74.1°。GUVI 的视场为 11.8°, 探测器在沿轨方向包含了 14 个探测像元, 工作时扫描镜在与轨道垂直的方向上进行临边和天底扫描。临边扫描是从与天底方向成+80°夹角开始到+67.2°夹角结束(“+”表示远离太阳的一侧), 步长为 0.4°, 在 12.8°的临边范围内有 32 步观测, 得到 32×14 个探测数据, 视线切点高度范围约 90～525 km。临边扫描结束后, GUVI 进入天底扫描模式, 天底扫描包含 159 步, 覆盖 127.2°的天底范围, 如图 1 所示[20]。

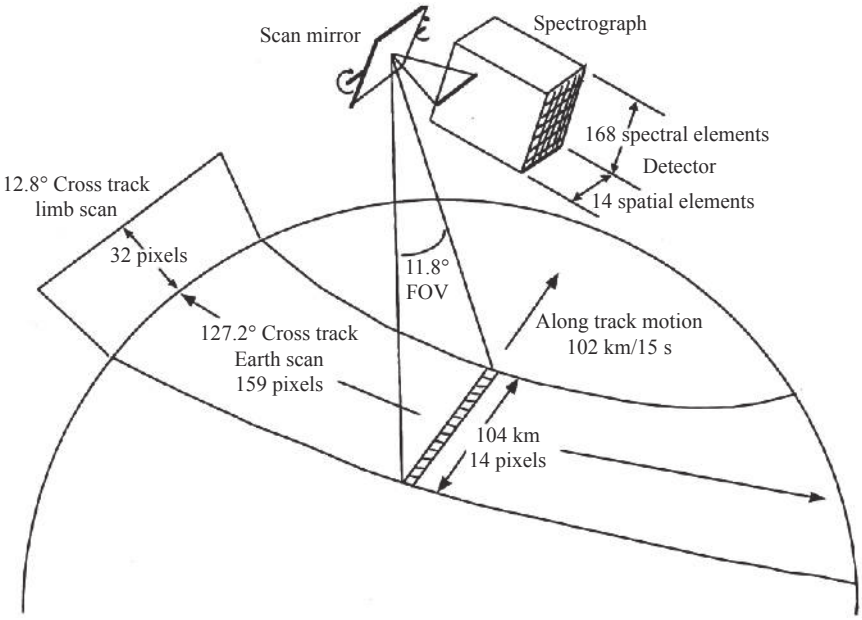


图 1 GUVI 的扫描示意

Fig. 1 Schematic of GUVI's scan imaging

GUVI 在完成一次临边和天底扫描后, 扫描镜会迅速回到与天底方向成 +80°夹角的位置, 开始新的一次扫描。TIMED 的轨道周期约 97 min, 一天绕地球 15 次实现全球覆盖, 每轨可获得约 388 次扫描, 一次临边扫描数据可反演得到一个电子密度剖面。由于反演过程中假设大气层局部球对称, 因此电子密度剖面定位在 GUVI 视线切点高度最接近 300 km 的位置。

在建立离散观测模型时, 将临边观测视线切点高度覆盖的电离层进行离散化。且为方便后续与 GUVI 数据进行比较, 这里将海拔高度 90～550 km 的电离层分为 L=23 层, 每层高度为 20 km。由于夜间气辉辐射微弱, 为提高探测信号的信噪比, 每步的观测值取 14 个探测像元的平均辐射强度, 这样一次临边扫描产生 N=32 个观测数据, 每个数据点的视线取视场的中心线。在这样的几何观测模式下, 测得的 135.6 nm 夜气辉辐射强度为

$$4\pi I_j = 10^{-6}\alpha\sum_{i=1}^{23} n_{\mathrm{e}}^2\left(z_{ic}\right)\Delta s_{ij},\quad j=1,2,\cdots,32. \tag{9}$$

其中, I_j 为第 j 步扫描的辐射强度, 与仪器的观测角有关; Δs_{ij} 为第 j 步扫描的视线在第 i 层电离层的截距; z_{ic} 为第 i 层电离层的中心高度。按上述分层结构, $z_{1\mathrm{c}}$=100 km, $z_{2\mathrm{c}}$=120 km, ⋯, $z_{23\mathrm{c}}$=540 km。$n_{\mathrm{e}}\left(z_{ic}\right)$ 为高度 z_{ic} 处的电子密度, 可根据式(5)计算得到。式(9)计算出的辐射强度不包含噪声, 对于光子计数的仪器而言, 噪声产生的不确定度等于探测器计数的开方。为模拟真实的观察值, 结合式(5)和式(9)计算得到临边观测无噪声的 135.6 nm 夜气辉辐射强度矢量 $\boldsymbol{d}_{\mathrm{t}}$, $\boldsymbol{d}_{\mathrm{t}}$ 包含 $32Ra$ 的观测值, 通过仪器灵敏度与积分时间的乘积(为方便称呼, 将该乘积叫作响应度)将 $\boldsymbol{d}_{\mathrm{t}}$ 转换为探测器计数。随机产生一个服从高斯分布的噪声计数。在原计数的基础上添加噪声计数, 并将总的计数再转换为以瑞利为单位的包含噪声的辐射强度值 $\boldsymbol{d}_{\mathrm{o}}$。$\boldsymbol{d}_{\mathrm{o}}$ 作为实际的仪器临边观测数据用于仿真。为验证算法的可行性, 本文将电离层参数 $\boldsymbol{m}$=[N_{m}, h_{m}, H] 的真值设置为 $\boldsymbol{m}_{\mathrm{t}}=[1\times10^{6}\ \mathrm{cm}^{-3},\ 300\ \mathrm{km}, 50\ \mathrm{km}]$, 并从迭代初值、噪声计数和仪器响应度 3 个方面分析对反演结果的影响。

3.1 迭代初值

为验证算法的收敛性, 进行 10 次反演, 仪器响应度设为 1, 每次叠加相同的噪声(即 $\boldsymbol{d}_{\mathrm{o}}$ 相同), 迭代初值设置为 $\boldsymbol{m}_0=\alpha\boldsymbol{m}_{\mathrm{t}}$, α 为真值 $\boldsymbol{m}_{\mathrm{t}}$ 的缩放系数, 每次反演的缩放系数 α 从 [0.5, 1.5] 区间均匀随机选择。电子密度的反演结果如图 2(a)所示, 前向模型计算的相应辐射强度随视线切点高度的分布如图 2(b)所示。蓝色实线表示与最大似然估计解 $\boldsymbol{m}_{\mathrm{e}}$ 对应的分布; 绿色虚线表示与 10 次反演结果的均值 $\overline{\boldsymbol{m}}_{\mathrm{e}}$ 对应的分布; 红线是与真值 $\boldsymbol{m}_{\mathrm{t}}$ 对应的分布, 图 2(b)中的 $\boldsymbol{d}_{\mathrm{t}}$ 和 $\boldsymbol{d}_{\mathrm{o}}$ 分别代表

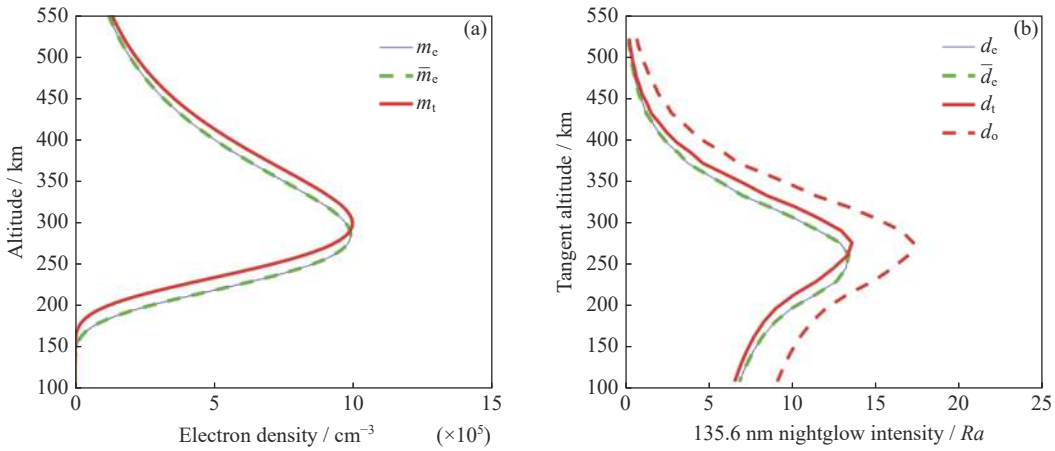


图 2 10 次反演结果及反演结果均值与电离层参数真值对应的电子密度高度（a）和 135.6 nm 辐射强度随视线切点高度的分布（b）。10 次反演叠加的噪声相同但迭代初值不同

Fig. 2 (a) Electron density altitude profiles and (b) 135.6 nm radiation intensity against tangent height of line of sight corresponding to the ten retrieved solutions, mean of solutions, true values of ionospheric parameters. Ten inversion runs have identical noise but different initial guess

无噪声和含噪声的辐射强度。图 2(a)中 10 次反演得到的电子密度分布重叠在一起(蓝线)，表明对同一观测数据$\boldsymbol{d}_o$，算法的收敛性与迭代初值无关，结果都会收敛到唯一的最大似然估计解。

3.2 噪声计数

由图 2 可知噪声计数使反演结果出现误差，对$\boldsymbol{d}_t$叠加不同的噪声或许会得到不同的反演结果。为研究噪声对反演精度的影响，进行了 100 次反演，仪器响应度为 1，迭代初值同样设置为$\boldsymbol{m}_0=\alpha\boldsymbol{m}_t$，每次反演的$\alpha$从 [0.5,1.5] 区间均匀随机选择，但每次对$\boldsymbol{d}_t$ 随机叠加不同的噪声(即用于反演的$\boldsymbol{d}_o$不同)。统计量χ^2值随迭代次数的变化如图 3 所示，图中每条曲线代表一次反演，由于电离层参数的迭代初值不同，起始χ^2在 [20, 500] 区间取得不同的值，在迭代 2～4 次后χ^2迅速衰减，通常在迭代十几次后收敛，χ^2最终减小到 10～50 之间。电离层参数的反演结果如图 4 所示，可以看出反演结果散布在以真值(红线)为中心的一个区间内，说明叠加不同的噪声会导致不同的反演结果。电离层参数的反演均值(蓝线)为$\overline{\boldsymbol{m}}_e$=[1.0144×10^6 cm^{-3}, 299.93 km, 49.206 km]，电子峰值密度被平均高估了 1.44%，峰值高度误差十分小可忽略不计，电离层标高被平均低估了 1.59%。图 4 还绘制了反演误差离散的概率密度分布统计，横轴被划分为宽度为 5% 的离散区间。红色曲线是与反演结果的均值和标准差一致的正态分布曲线。可以看出，峰值

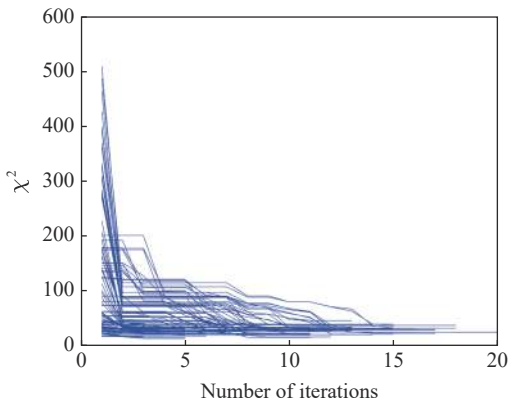


图 3 χ^2 随迭代步数的变化（不同曲线代表不同的反演，每次反演的迭代初值和噪声不同）

Fig. 3 Variation of χ^2 with number of iterations (Different curve represents different inversion run. Each inversion run is different in both iteration initial value and added errors)

密度、峰值高度和标高的概率密度分布可近似为中心为 0 的正态分布。根据仿真结果，超过 90% 的峰值密度、峰值高度和标高的误差分别分布在±15%、±5% 和±25% 的范围内，对应的峰值密度、峰值高度和标高分布在（1±0.15）×10^6 cm^{-3}, 300±15 km 和 50±12.5 km 的区间。电离层参数真值和反演结果对应的电子密度高度分布如图 5(a)所示，135.6 nm 辐射强度观测值随观测视线切点高度的分布如图 5(b)

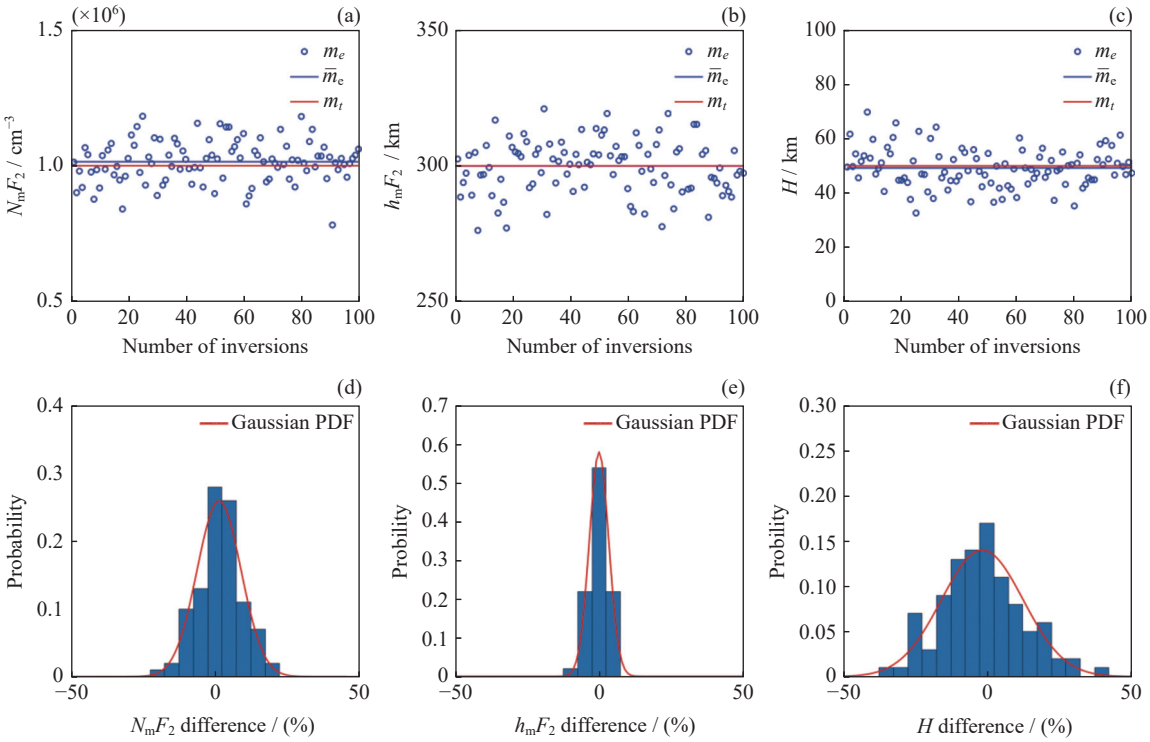


图 4 100 次反演的结果分布及百分比误差的概率密度函数 (PDF) 统计直方图 (每次反演的迭代初值和噪声不同)

Fig. 4 Distributions of three ionospheric parameters with respect to true values and the Probability Density Function (PDF) histograms of percentage differences for 100 inversion runs (Each inversion run is different in both iteration initial value and added errors)

所示。图 5 中的蓝线表示与各反演结果对应的电子密度(见图 5a)和辐射强度(见图 5b)的高度分布。绿线、红线分别对应反演结果均值与电离层真值。整体而言, 噪声的存在使峰值高度以下的电子密度反演误差范围比峰值高度以上的误差范围大。一方面是由于临边扫描时, 电离层从上往下, 穿过的视线数逐渐减少, 临边观测数据包含低电离层的信息比高电离层的信息少导致的; 另一方面, 由于峰值高度以下观测的辐射强度比 350 km 以上的观测值高(见图 5b), 导致噪声也比 350 km 以上的大。但反演结果均值与真值产生的电子密度分布几乎重合, 只在峰值高度附近比真值约高 1.44%(见图 4a)。探测器的噪声计数使反演误差近似服从以 0 为中心的正态分布, 理想情况下, 可在同一位置记录多次观测数据, 通过求反演结果的均值来修正噪声计数引入的随机误差。但在实际观测中, 同一位置只记录一次临边观测数据, 这就需要通过提高仪器的信噪比来提高反演精度。

3.3 仪器响应度

由于仪器灵敏度与积分时间因探测任务而异, 这里将二者的乘积作为一个整体来评估对反演误差的影响。本文考察 3 种情况的响应度, 即 0.1, 1, 10。对于每一种响应度, 重复 3.2 节的 100 次仿真, 计算 N_mF_2 与 h_mF_2 的反演值与真值的百分比误差, 3 种响应度的反演误差分布如图 6 所示。从图 6 可以看出, 误差点的散布范围随着响应度值的增加而朝着(0, 0)点收缩变小, 表明仪器响应度越高, 反演误差越小。表 1 列出了各个响应度情况下反演误差绝对值的最大值、最小值及均方根值。对于 10 的响应度, N_mF_2 在仿真中的反演误差优于 5.19%, h_mF_2 反演误差优于 2.9%。整体来看, 对于反演误差最大的情况(0.1), N_mF_2 和 h_mF_2 的误差均方根分别为 12.04%, 7.89%。因此, 适当的仪器响应度能获得精度较高的反演结果, 这也为仪器的参数设计提供理论参考。

4 实测数据的反演

在验证了算法的可行性后, 对 GUVI 的实际临边观测数据进行反演。为覆盖不同的太阳活动条件、不

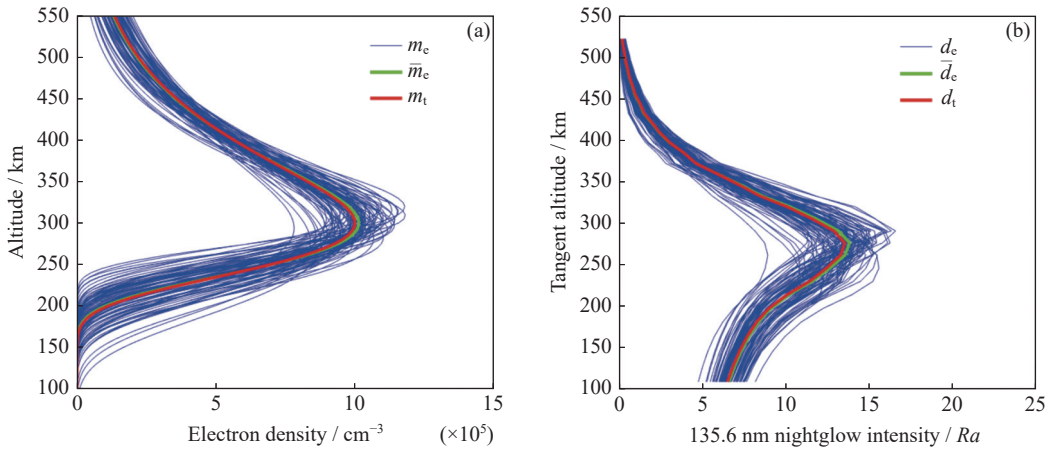


图 5 100 次反演结果及反演结果均值与电离层参数真值对应的电子密度高度（a）和 135.6 nm 辐射强度随视线切点高度分布（b）（每次反演的迭代初值与噪声不同)

Fig. 5 (a) Electron density altitude profiles and (b) 135.6 nm radiation intensity against tangent height of line of sight corresponding to the one hundred retrieved solutions, mean of solutions, true values of ionospheric parameters (Each inversion run is different in both iteration initial value and added errors)

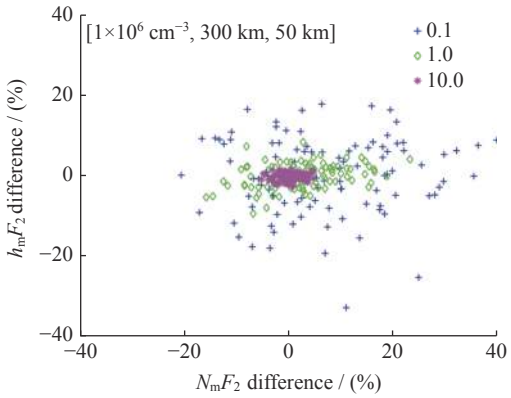


图 6 三种仪器响应度情况下的 N_mF_2 和 h_mF_2 反演百分比误差对比

Fig. 6 Percentage difference of N_mF_2 and h_mF_2 for three responsivity levels

同的地理位置和时间，选取 2002 年 7 月 20 日和 2007 年 10 月 4 日的夜间临边观测数据，太阳 $F_{10.7}$ 分别为 190.7 和 67.4，代表了太阳高年和太阳低年。图 7 所示的分别是 2002 年 7 月 20 日和 2007 年 10 月 4 日 GUVI 临边观测反演结果的示例。红色“+”号表示 GUVI L3 数据提供的离散的电子密度高度分布(EDP)，每个时间地点的 GUVI EDP 包含了 23 个高度处的电子密度，23 个高度与本文划分的各层电离层中心高度一致。为了增加对比性，图中还添加了相同条件下的国际电离层模型 IRI2016 的 EDP 及基于 IRI2016 仿真反演得到的 EDP。GUVI 实测数据反演得到的 EDP 虽然与 IRI2016 模型存在差异，但在 250 km 以上与 GUVI 数据的 EDP 的分布形状一致。另外，基于 IRI2016 模型的仿真反演结果在 200～450 km 几乎与 IRI2016 的电子密度重合，能准确获得电离层的关键参数 N_mF_2 和 h_mF_2；由于前向模型假设电子密度的高度分布符合 Chapman 函数，实际的电子密度并非总是与 Chapman 函数一致，特别是在峰值高度下方，这就导致 200 km 以下存在较大的反演误差，在前向模型中准确表述电子密度真实的高度分布也是后续工作的重点之一。

为评估电子峰值密度和峰值高度整体的反演精度，对反演获得的 N_mF_2，h_mF_2 与 GUVI 数据的 N_mF_2，h_mF_2 进行了比较分析。这里，GUVI 数据的 N_mF_2 和 h_mF_2 分别指 GUVI EDP 中最大的电子密度及其对应的高度。图 8(a)(b)给出了 2002 年 7 月 20 日观测数据反演获得的 N_mF_2，h_mF_2 与 GUVI 数据的 N_mF_2，h_mF_2 的线性拟合。2002 年属于太阳活动高年，不同地区在 2002 年 7 月 20 日夜间的 N_mF_2 大概分布在 0.3～2.3×10^6 cm^{-3}。在图 8(a)中，N_mF_2 数据点紧密聚集在拟合直线的两侧，只有少数几个离群点，N_mF_2 的拟合直线斜率为 1.12，表明被高估的 N_mF_2 更多。一方面除了 3.2 节分析的仪器噪声带来的随机误差外，另一方面应是前向模型中忽略了产生少量 135.6 nm 夜气辉的中和反应和共振散射过程带

表 1 3 种响应度情况的反演误差 (%) 数据对比

Table 1 Comparison of the retrieved errors (%) of three responsivity cases

Ionospheric parameter	0.1			1			10		
	max	min	RMS	max	min	RMS	max	min	RMS
N_mF_2	39.98	0.48	12.04	23.28	0.04	6.33	5.19	0.05	1.85
h_mF_2	32.94	0.01	7.89	9.46	0.03	2.48	2.90	0.01	0.85

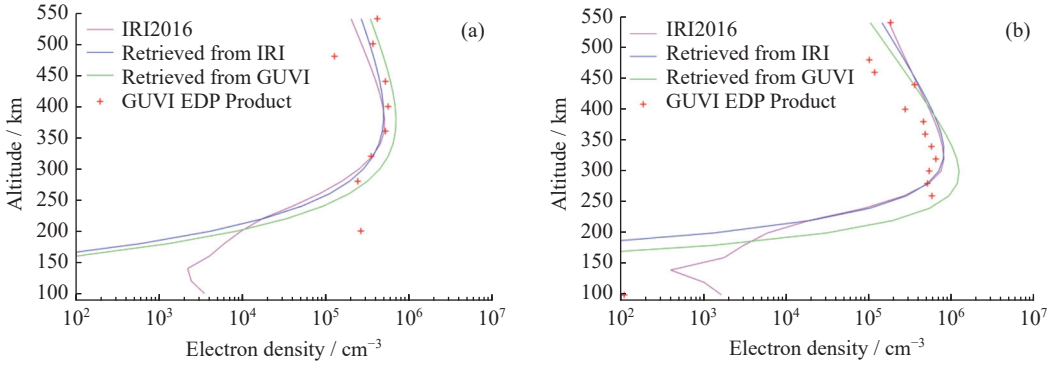


图 7 2002 年 7 月 20 日（a）和 2007 年 10 月 4 日（b）GUVI 135.6 nm 临边观测反演结果典型示例及与相同条件下 IRI2016 模型与 GUVI 数据的 EDP 及基于 IRI2016 模型仿真反演结果的对比

Fig. 7 Comparison among the typical inversion results from GUVI 135.6 nm observations, IRI2016 EDP, GUVI EDP product and the inversion results from simulated data based on IRI2016 model on 20 July 2002 (a) and 4 October 2007 (b) under the same condition

来的系统误差，这样相当于认为观测的辐射强度全来自 O^+与电子的辐射复合反应，会使电子密度被高估。在图 8(b)中，夜间的 h_mF_2 主要在 200～400 km。h_mF_2 数据的拟合直线斜率为 0.63，表明反演获得的大部分 h_mF_2 低于 GUVI 数据的 h_mF_2。一方面，产生 135.6 nm 夜气辉的中和反应主要发生在峰值高度下方，对一些中和反应占比大(约 10%)[11] 的地方，忽略中和反应产生的 135.6 nm 辐射可能会导致电离层峰值高度下移。另一方面，GUVI 数据提供的 EDP 是离散的，相邻高度间距 20 km，这使 GUVI 数据本身的峰值高度的不确定度范围为±20 km。图 8(c)(d)给出了 2002 年 7 月 20 日观测数据反演得到的 N_mF_2, h_mF_2 与 GUVI 数据的 N_mF_2, h_mF_2 之间百分比误差的概率密度分布，横轴被划分成 40 个宽度为 0.05 的子区间。N_mF_2 百分比误差落在(10±2.5)% 子区间的概率最大(13%)，其中 90% 的 N_mF_2 百分比误差分布在(10±25)% 的范围，如图 8(c)粉色区域所示。对于 h_mF_2，百分比误差落在(0±2.5)% 子区间的概率最大(25%)，其中 90% 的百分比误差分布在(0±15)% 的范围，如图 8(d)粉色区域所示。虽然 h_mF_2 的线性拟合与直线 $y=x$ 偏差较大，但百分比误差分布比 N_mF_2 的更窄更接近 0。

图 9(a)(b)给出了 2007 年 10 月 4 日观测数据反演获得的 N_mF_2, h_mF_2 与 GUVI 数据的 N_mF_2, h_mF_2 的线性拟合。2007 年属于太阳活动低年，不同地区在 2007 年 10 月 4 日夜间的 N_mF_2 主要分布在 0.1～1.5×10^6 cm^{-3}，明显低于太阳活动高年夜间的 N_mF_2。2007 年 10 月 4 日的 N_mF_2 数据点同样密集分布在拟合直线的两侧，但离群点比 2002 年 7 月 20 日的多且离群距离更远。N_mF_2 的拟合直线斜率为 1.08，表明多数反演得到的 N_mF_2 高于 GUVI 数据的 N_mF_2，原因与前述类似。在图 9(b)中，h_mF_2 数据的拟合直线斜率为 0.61，同样表明反演获得的大部分 h_mF_2 低于 GUVI 数据的 h_mF_2，原因与前述类似。图 9(c)(d)给出了 2007 年 10 月 4 日观测数据反演得到的 N_mF_2, h_mF_2 与 GUVI 数据的 N_mF_2, h_mF_2 之间百分比误差的概率密度分布，横轴被划分成 40 个宽度为 0.05 的子区间。N_mF_2 百分比误差分布在(5±2.5)% 子区间

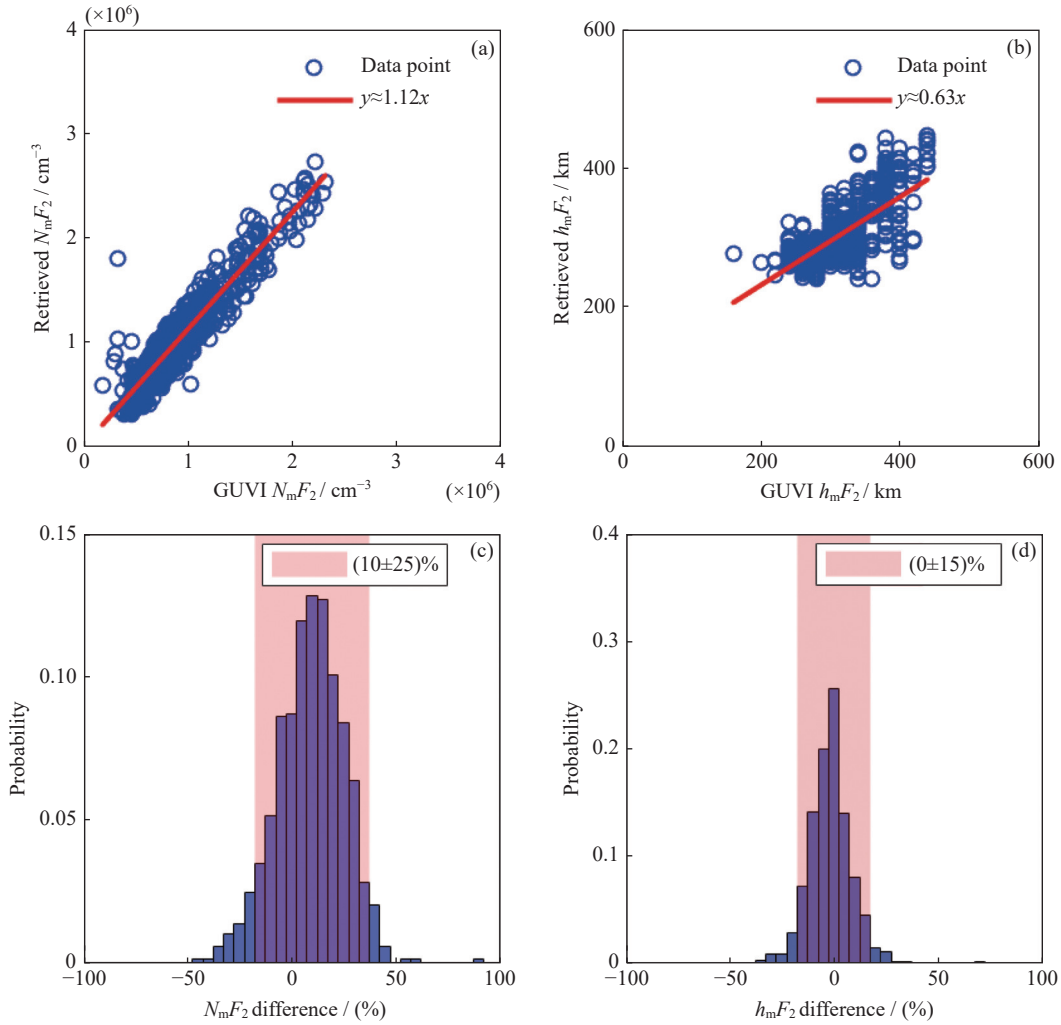


图 8 2002 年 7 月 20 日的观测数据反演获得的电离层参数与 GUVI 数据电离层参数的比较

Fig. 8 Comparison between retrieved ionospheric parameters from observations and GUVI data on 20 July 2002

的概率最大(10%),其中 90% 的 N_mF_2 百分比误差分布在(5±40)% 的范围,如图 9(c)粉色区域所示,表明 2007 年 10 月 4 日的 N_mF_2 误差比 2002 年 7 月 20 日的分布更广。相反地,2007 年 10 月 4 日 h_mF_2 百分比误差比 2002 年 7 月 20 日的分布更集中,约 1/3 的误差落在了(–5±2.5)% 的子区间,有 94% 的百分比误差分布在(–5±15)% 的范围,如图 9(d)粉色区域所示。

通过对比分析实测数据反演获得的电离层参数与 GUVI 数据,发现建立的 135.6 nm 夜气辉辐射模型有高估电子峰值密度和低估峰值高度的趋势。对于实测数据,反演误差主要包含仪器噪声计数带来的随机误差和反演模型带来的系统误差。当反演模型精确时,随机误差的概率密度分布近似以 0 为中心的正态分布,如图 4 所示。系统误差主要来自 135.6 nm 夜气辉辐射观测模型,包括忽略峰值高度以下的中和反应、Chapman 电子密度分布假设、离散的电离层划分。系统误差体现在随机误差概率密度分布的平移上,例如 2002 年 7 月 20 日的 N_mF_2 误差分布右移到以 10% 为中心;2007 年 10 月 4 日的 N_mF_2 误差分布以 5% 为中心,h_mF_2 误差分布以–5% 为中心。从误差百分比的概率密度分布看,N_mF_2 误差分布比 h_mF_2 误差分布广,说明反演的 N_mF_2 与 GUVI N_mF_2 的差值范围更大。从离群点和误差分布范围看,2002 年 7 月 20 日 N_mF_2 的反演精度优于 2007 年 10 月 4 日,表明反演精度与观测到的辐射强度大小有关,辐射强度越大或电子密度越高,整体反演误差就越小。

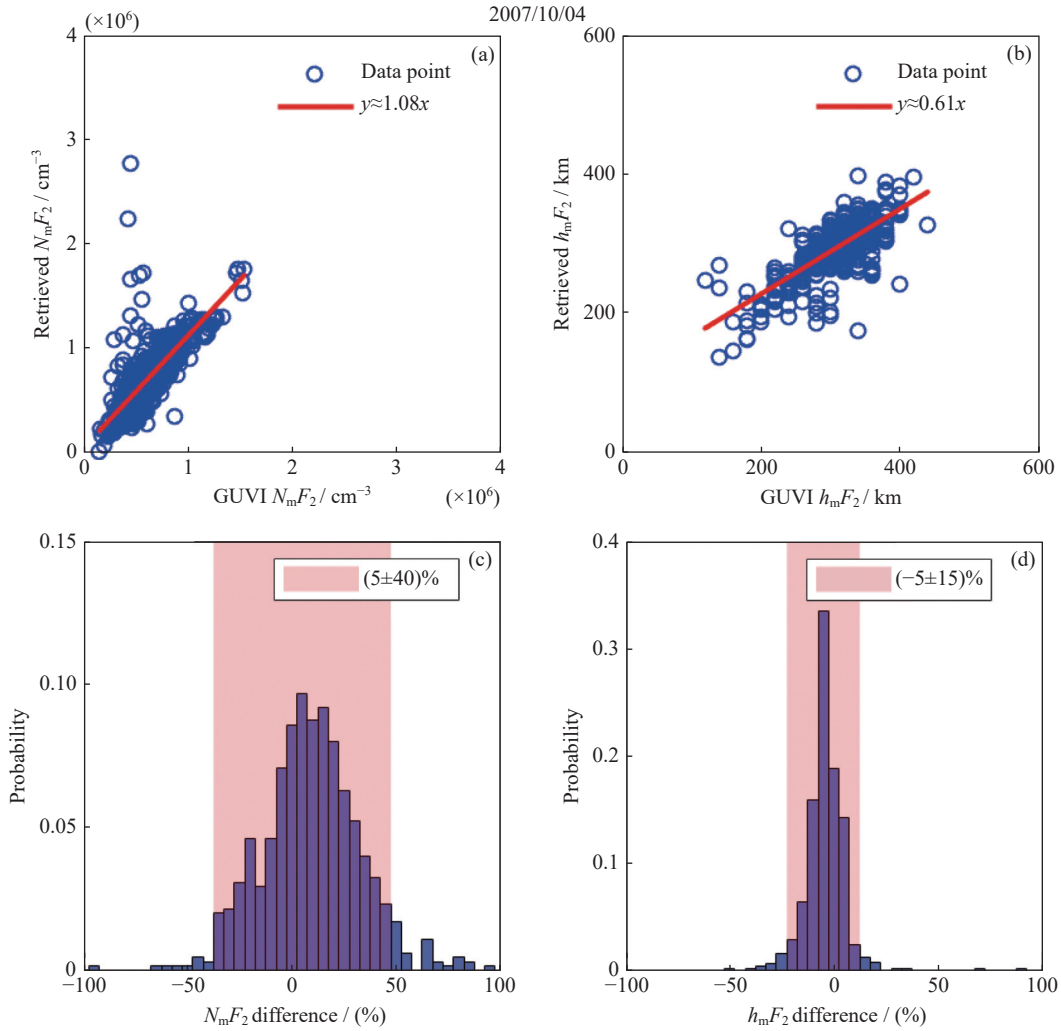


图 9 2007 年 10 月 4 日的观测数据反演获得的电离层参数与 GUVI 数据电离层参数的比较

Fig. 9 Comparison between retrieved ionospheric parameters from observations and GUVI data on 4 October 2007

5 结论

基于原子氧 135.6 nm 夜气辉辐射强度与电离层电子密度的关系, 建立了一种应用于星载远紫外光谱仪临边观测电离层反演电子密度的反演算法。本文通过仿真验证了该算法的可行性, 仿真结果如下。

(1)对于同一组临边观测值, 算法与迭代初值无关, 能收敛到唯一的最大似然估计解。

(2)对仿真而言, 反演模型是精确的, 仪器噪声产生的随机误差概率密度分布近似以 0 为中心的正态分布, 探测器在短时间内对同一地点进行多次观测, 求反演均值可修正噪声带来的随机误差。

(3)反演误差与仪器响应度的选择有关, 仪器响应度越大, 电离层参数的反演误差越小, 可为仪器的响应度设计提供参考。

对不同太阳活动强度、不同时间地点的 GUVI 临边实测数据进行反演, 获得了电子密度高度分布。通过与 GUVI 数据的电离层参数(N_mF_2, h_mF_2)进行比较分析可知, 本文建立的 135.6 nm 夜气辉辐射观测模型会高估 N_mF_2, 同时低估 h_mF_2。太阳活动高年(2002 年)实测数据反演得到的 N_mF_2 被整体高估了 10% 左右; 虽然 h_mF_2 误差落在(0±2.5)% 子区间的概率最大, 但反演得到的 h_mF_2 大部分低于 GUVI h_mF_2。太阳活动低年(2007 年)实测数据反演得到的 N_mF_2 被整体高估了 5% 左右, 且误差分布更广; h_mF_2 被整体低估了 5% 左右。

后续的工作重点主要是进一步提高反演精度，优化 135.6 nm 夜气辉辐射观测模型，例如将产生少量 135.6 nm 辐射的中和反应和辐射传输效应纳入辐射强度的计算中，并寻求精确的电子密度高度分布的数学表述。

致谢 GUVI 观察数据由 NASA MO&DA 项目免费提供（数据来自 http://guvitimed.jhuapl.edu/data_products）。GUVI 探测器由 Aerospace Corporation 和 Johns Hopkins University 设计及建造。

参考文献

[1] BRUNINI C, AZPILICUETA F, JANCHES D. An attempt to establish a statistical model of the day-to-day variability of the N_mF_2 and h_mF_2 parameters computed from IRI[J]. *Advances in Space Research*, 2015, **55**(8): 2033-2040

[2] COOK K, FONG C J, WENKEL M J, *et al*. FORMOSAT-7/COSMIC-2 GNSS radio occultation constellation mission for global weather monitoring[C]//Proceedings of 2013 IEEE Aerospace Conference. Big Sky: IEEE, 2013: 1-8

[3] TSAI L C, SU S Y, LIU C H. Global morphology of ionospheric F-layer scintillations using FS3/COSMIC GPS radio occultation data[J]. *GPS Solutions*, 2017, **21**(3): 1037-1048

[4] MEIER R R. Ultraviolet spectroscopy and remote sensing of the upper atmosphere[J]. *Space Science Reviews*, 1991, **58**(1): 1-185

[5] HSU M L, RAJESH P K, LIU J Y, *et al*. Ionospheric electron density concurrently derived by TIP and GOX of FORMOSAT-3/COSMIC[J]. *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*, 2009, **20**(1): 207-214

[6] RAJESH P K, LIU J Y, HSU M L, *et al*. Ionospheric electron content and N_mF_2 from nighttime OI 135.6 nm intensity[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2011, **116**(A2): A02313

[7] DYMOND K F, NICHOLAS A C, BUDZIEN S A, *et al*. The special sensor ultraviolet limb imager instruments[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2017, **122**(2): 2674-2685

[8] MENDE S B, HEETDERKS H, FREY H U, *et al*. Far ultraviolet imaging from the image spacecraft. 1. System design[J]. *Space Science Reviews*, 2000, **91**(1/2): 243-270

[9] PAXTON L J, CHRISTENSEN A B, MORRISON D, *et al*. GUVI: a hyperspectral imager for geospace[C]//Proceedings of SPIE 5660, Instruments, Science, and Methods for Geospace and Planetary Remote Sensing. Honolulu: SPIE, 2004: 228-240

[10] EASTES R W, MCCLINTOCK W E, BURNS A G, *et al*. The global-scale observations of the limb and disk (GOLD) mission[J]. *Space Science Reviews*, 2017, **212**(1/2): 383-408

[11] DEMAJISTRE R, PAXTON L J, MORRISON D, *et al*. Retrievals of nighttime electron density from Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics (TIMED) mission Global Ultraviolet Imager (GUVI) measurements[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2004, **109**(A5): A05305

[12] DYMOND K F, BUDZIEN S A, CHUA D H, *et al*. Tomographic reconstruction of the low-latitude nighttime electron density using FORMOSAT-3/COMSIC radio occultation and UV photometer data[J]. *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*, 2009, **20**(1): 215-226

[13] QIN J Q, MAKELA J J, KAMALABADI F, *et al*. Radiative transfer modeling of the OI 135.6 nm emission in the nighttime ionosphere[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2015, **120**(11): 10116-10135

[14] DYMOND K F, BUDZEN S A, COKER C, *et al*. The tiny ionospheric photometer (TIP) on the constellation observing system for meteorology, ionosphere, and climate (COSMIC/FORMOSAT-3)[J]. *Journal of Geophysical Research*, 2016, **121**(10): 10614-10622

[15] DYMOND K F, NEE J B, THOMAS R J. The tiny ionospheric photometer: an instrument for measuring ionospheric gradients for the COSMIC constellation[J]. *Terrestrial, Atmospheric and Oceanic Sciences*, 2000, **11**(1): 273-290

[16] MENKE W. Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory[M]. San Diego: Academic Press, 1989

[17] MEIER R R, PICONE J M. Retrieval of absolute thermospheric concentrations from the far UV dayglow: an application of discrete inverse theory[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1994, **99**(A4): 6307-6320

[18] PUJOL J. The solution of nonlinear inverse problems and the Levenberg-Marquardt method[J]. *Geophysics*, 2007, **72**(4): W1-W16

[19] BELLAVIA S, GRATTON S, RICCIETTI E. A Levenberg–Marquardt method for large nonlinear least-squares problems with dynamic accuracy in functions and gradients[J]. *Numerische Mathematik*, 2018, **140**(3): 791-825

[20] HUMM D C, PAXTON L J, CHRISTENSEN A B, *et al*. Design and performance of the global ultraviolet imager (GUVI)[C]//Proceedings of SPIE 3445, EUV, X-Ray, and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy IX. San Diego: SPIE, 1998: 2-12