

# 基于各向异性分布的非相干散射雷达谱仿真<sup>\*</sup>

徐彬 王占阁 许正文 吴健 薛昆

(中国电波传播研究所 电波信息环境特性及模化技术国防科技重点实验室 青岛 266107)

**摘要** 基于离子在加热条件下呈现各向异性分布的假设, 建立离子声波激发条件下非平衡态的三维离子速度分布函数模型, 给出任意视线方向上非相干散射谱的计算方法, 分析幅度修正因子、离子声速粒子组分、雷达波束方向与磁场方向夹角及温度各向异性对功率谱的影响. 研究结果可以解释离子线谱超过一个量级的幅度增强现象和上行离子线强于下行离子线的不对称现象, 对加热强扰动电离层条件下的等离子体参数反演具有重要意义.

**关键词** 各向异性分布, 离子声波激发, 非相干散射谱, 离子体参数反演

**中图分类号** P 352

## Simulation of Incoherent Scatter Radar Spectra Based on Inhomogeneous Distribution

XU Bin WANG Zhange XU Zhengwen WU Jian XUE Kun

(National Key Laboratory of Electromagnetic Environment, China Research Institute of  
Radio Wave Propagation, Qingdao 266107)

**Abstract** Based on the theoretical hypothesis of ion inhomogeneous distribution during ionospheric heating, the model of non-equilibrium 3D velocity distribution of the ions with acoustic frequency exciting is built, and the calculation method of incoherent scatter spectra with arbitrary line of sight are presented. The effect of the amplitude modifying factor, particle component of acoustic frequency, the angle between radar beam and magnetic field direction, and temperature inhomogeneous on power spectra are analyzed. The results can perfectly explain amplitude enhancement of ion line that is more than an order of magnitude, and asymmetry phenomena when the ascending ion line is stronger than the down ion line. The study has great significance for plasma parameter inversion under the condition of strong disturbance heating of ionospheric.

**Key words** Inhomogeneous distribution, Acoustic frequency exciting, Incoherent scatter spectra, Ion parameter inversion

---

\* 国家自然科学基金项目 (41004065, 41104108, 61601419, 11672068) 和电波环境特性及模化技术重点实验室基金项目共同资助  
2016-10-18 收到原稿, 2017-03-31 收到修定稿  
E-mail: jasur82@163.com

## 0 引言

非相干散射雷达是空间环境探测最理想的地面手段之一。自 1958 年 Gordon<sup>[1]</sup> 将这一理论引入到电离层探测开始, Fejer<sup>[2]</sup>, Dougherty<sup>[3-5]</sup>, Salpeter<sup>[6,7]</sup>, Hagfors<sup>[8]</sup> 等分别就磁化、部分电离、不同的电子离子温度比、不同谐振区间的近似解等问题开展研究工作, 进一步发展了平衡态电离层等离子体非相干散射理论。1969 年 Evans<sup>[9]</sup> 对热等离子体的 Thomson 散射理论、非相干散射雷达的脉冲编制技术、等离子体参数的提取方法进行了详尽的讨论。至此, 平衡态的非相干散射理论体系基本完备, 探测技术也日渐成熟。然而空间等离子体很多情况下并不满足平衡态的麦克斯韦分布, Sheffield<sup>[10]</sup> 总结和拓展了前人的理论, 给出任意粒子分布条件下的非相干散射谱的表达式, 使非相干散射理论在异常电离层事件分析中有了更广泛的应用。

非平衡态非相干散射理论的研究工作最主要的应用方向是解释电离层中对流电场现象。St-Mauric 等<sup>[11-17]</sup> 指出在恒定电离层电场中, 磁化等离子体被洛伦兹力加速, 并与中性气体碰撞产生损耗, 考虑温度的各向异性、热流、粘滞等作用, 形成了不同类型的非麦克斯韦分布。Raman 等<sup>[18]</sup> 利用 St-Mauric 和 Schunk 的理论, 进行非相干散射谱的模拟, 证实对流电场条件下温度和密度反演误差很大。Hubert 等<sup>[19]</sup>, Kareloric 等<sup>[20]</sup> 和 Zhang 等<sup>[21]</sup> 进一步深化了 Raman 的研究工作, 讨论了在更多扰动因素、不同物理模型下功率谱的扰动特征, 并提取了非麦克斯韦参数。除自然条件下的对流电场外, Bernhardt<sup>[22,23]</sup> 还将环形离子束分布应用到航天飞机的电离层点火实验中, 解释了变轨发动机燃烧产生的高速粒子流等异常单峰谱特征。

电离层加热条件下非相干散射谱也是近年的研究热点之一。Gurevich<sup>[24]</sup> 利用球函数展开玻尔兹曼方程, 首次探讨了低电离层加热条件下电子的非麦克斯韦分布函数。Xu 等<sup>[25,26]</sup> 给出了非麦克斯韦碰撞等离子体的非相干散射谱的一般表达式, 并利用上述分布函数理论分析其对非相干散射谱的影响, 并反演加热电场。电离层加热通常伴随有人工场向不规则体 (Artificial Field-Aligned Irregularities, AFAI), Gurevich 等<sup>[27]</sup> 推导了基于小尺度温度不规则体的非相干理论, 并给出局部温度增加条件下的反演方

法。电离层加热会引起电子分布函数的高能尾出现, 这一现象可以从气辉的观测中得到证实<sup>[28,29]</sup>。综合上述理论, Xu 等<sup>[30]</sup> 给出了包含高能量电子成分的非麦克斯韦非相干散射理论模型, 并反演了不规则体的组分参数。

尽管关于不同物理机制的非平衡态非相干散射理论已开展了一系列的研究, 但所有理论体系均限定在粒子分布状态仅对平衡态有很小偏离的条件下, 即只能解释电离层加热的弱扰动特征。而在等离子体系统获得很大的自由能, 不稳定性过程被充分激发的条件下, 强电离层扰动的非相干散射理论还没有被建立。例如加热引起的离子线幅度大幅增强特征<sup>[31,32]</sup>, 当前的理论体系可以从流体力学仿真角度解释零频峰、双峰增强的谱型特征<sup>[33,34]</sup>, 但无法从非相干散射理论角度对其进行合理的理论解释。此外, Djuth 等<sup>[35]</sup> 给出的离子线谱不对称特征的理论假说, 也需要给出基于非相干散射理论的定量描述。

本文基于离子在加热条件下呈现各向异性分布的理论假设, 建立离子声波激发条件下非平衡态的三维离子速度分布函数模型, 给出任意视线方向上非相干散射谱的计算方法, 成功解释离子线谱超过一个量级的幅度增强现象和上行离子线强于下行离子线的不对称现象。

## 1 离子的速度分布函数

平静电离层状态条件下, 电离层中的离子没有外力驱动, 不存在优势方向, 因此呈各向同性, 其速度分布遵从麦克斯韦分布, 三维速度分布函数可以使用一维的分布进行表征, 有

$$f_M(v) = \frac{\exp[-(v/v_{th})^2]}{\sqrt{\pi}v_{th}}. \quad (1)$$

其中,  $v_{th} = \sqrt{2k_b T_i / m_i}$  为离子的热速度, 这里  $T_i$  为离子温度,  $k_b$  为玻尔兹曼常量,  $m_i$  为离子质量。在电离层加热参量不稳定发生条件下, 电磁波在强扰动区衰变为电子朗缪尔波和离子声波。离子声波沿磁场方向传播, 即离子分布不再满足各向同性条件, 沿磁场方向运动离子的数目远大于其他方向运动的离子数目, 磁场方向成为离子运动的优势速度方向。这里假设从垂直于磁场方向到磁场方向的离子数目变化呈指数分布, 则满足归一化条件的离子速度分布修正

项为

$$A = \frac{D}{e^D - 1} \exp \left[ \frac{D(\pi/2 - \phi)}{\pi/2} \right]. \quad (2)$$

其中,  $D$  为修正因子,  $\phi$  为速度方向与磁场方向的夹角. 在参量不稳定性激发条件下, 磁场方向的离子具备离子声速的特征速度, 此时速度分布可用分段的麦克斯韦分布函数描述:

$$f_3(v) = \frac{R_1 \exp\{-[(v - c_s)/v_{th}]^2\}}{\sqrt{\pi}v_{th}} + \frac{R_2 \exp\{-[(v + c_s)/v_{th}]^2\}}{\sqrt{\pi}v_{th}} + \frac{(1 - R_1 - R_2) \exp[-(v/v_{th})^2]}{\sqrt{\pi}v_{th}}. \quad (3)$$

其中,  $R_1$  和  $R_2$  分别为两个离子声速方向的离子组分,  $c_s = \sqrt{k_b(3T_i + T_e)/m_i}$  为离子声速,  $T_e$  为电子温度. 因此三维离子速度分布函数为

$$f_{3D}(v_x, v_y, v_z) = A f_1(v_x) f_2(v_y) f_3(v_z). \quad (4)$$

其中,  $f_1$  和  $f_2$  为垂直于磁场两个方向的速度分布函数, 遵循麦克斯韦分布. 由于温度可能存在各向异性, 因此  $f_1$ ,  $f_2$  和  $f_3$  可以表示为

$$f_1(v_x) = \frac{\sqrt{m_i} \exp[-(v_x \sqrt{m_i}/\sqrt{2k_b T_{ix}})^2]}{\sqrt{2\pi k_b T_{ix}}}, \quad (5)$$

$$f_2(v_y) = \frac{\sqrt{m_i} \exp[-(v_y \sqrt{m_i}/\sqrt{2k_b T_{iy}})^2]}{\sqrt{2\pi k_b T_{iy}}}, \quad (6)$$

$$f_3(v_z) = \frac{R_1 \sqrt{m_i} \exp\{-[(v_z - c_s)\sqrt{m_i}/\sqrt{2k_b T_{iz}}]^2\}}{\sqrt{2\pi k_b T_{iz}}} + \frac{(1 - R_1 - R_2) \sqrt{m_i} \exp[-(v_z \sqrt{m_i}/\sqrt{2k_b T_{iz}})^2]}{\sqrt{2\pi k_b T_{iz}}} + \frac{R_2 \sqrt{m_i} \exp\{-[(v_z + c_s)\sqrt{m_i}/\sqrt{2k_b T_{iz}}]^2\}}{\sqrt{2\pi k_b T_{iz}}}. \quad (7)$$

其中,  $T_{ix}$ ,  $T_{iy}$  和  $T_{iz}$  分别为三个方向的温度. 对任意雷达视线方向 (见图 1), 离子的速度分布函数为

$$f_r(v_r) = \iiint f_{3D}(v_p, v_q, v_r) dp dq. \quad (8)$$

其中,  $r$  为雷达波束矢量方向,  $p$  和  $q$  为两个垂直方向.  $v_x$ ,  $v_y$ ,  $v_z$  和  $v_p$ ,  $v_q$ ,  $v_r$  的换算关系为

$$v_x = r \sin(\phi) \cos(\theta) + q \sin(\theta) - p \cos(\phi) \cos(\theta),$$

$$v_y = r \sin(\phi) \sin(\theta) - q \cos(\theta) + p \cos(\phi) \sin(\theta),$$

$$v_z = r \cos(\phi) + p \sin(\phi). \quad (9)$$

图 2 给出了速度分布函数随视线方向与磁场方向夹角的变化. 计算中  $R_1 = 0.4$ ,  $R_2 = 0.2$ ,  $D = 4$ . 从图 2 可以看出, 随着雷达视线方向与磁场方向夹角的变小, 分布函数增大. 由于分布函数的积分等于电子密度, 因此相当于等效电子密度增大. 图 3 给出了速度分布函数随修正因子的变化. 计算中  $R_1 = 0.4$ ,  $R_2 = 0.2$ ,  $\phi = 0$ . 从图 3 可以看出, 磁场方向上速度分布函数的峰值随修正因子的增大而增大. 实际上, 参量衰变不稳定性的发生并不引起电子 (离子) 密度的增加, 即耦合高度附近强反射区的电子总数不发生变化. 因此, 磁场方向的离子密度增大, 意味着垂直于磁场方向的离子密度减小.

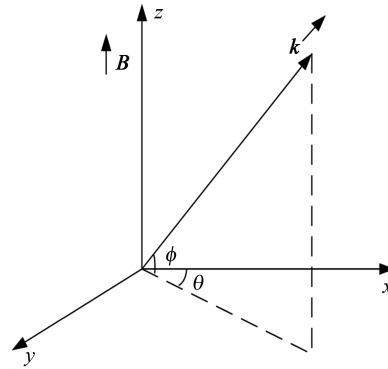


图 1 雷达视线方向坐标系

Fig. 1 Coordinate system along the line of radar sight

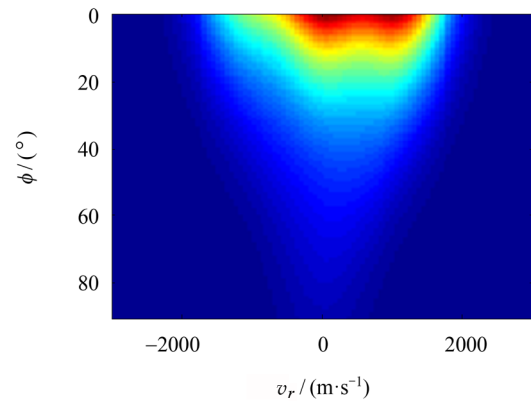


图 2 速度分布函数随视线方向与磁场方向夹角的变化  
Fig. 2 Velocity distribution function changes with the angle between the line of radar sight and the magnetic field direction

图 4 给出了等效离子密度随视线方向与磁场方向夹角的变化情况, 计算中  $R_1 = 0.4$ ,  $R_2 = 0.2$ ,  $D = 4$ . 从图 4 可以看出, 磁场方向上等效离子密度增大 4 倍, 而垂直于磁场方向离子密度减小为原来的  $1/13$ . 视线方向与磁场方向夹角为  $30^\circ$  时, 等效离子密度等于平衡态的离子密度. 对等效离子密度沿  $\phi$  方向积分, 非平衡态积分与平衡态的积分结果相等.

图 5 给出了速度分布函数随离子声速振荡粒子组分的变化. 在电离层加热条件下, 激发的上行和下行离子声波不对称. 一般地, 上行的电磁波激发下行的朗缪尔波和上行的离子声波是一次参量衰变过程. 如果耦合过程就此结束, 不再进一步发生后续的耦合过程, 那么下行的离子声波组分为零, 即  $R_2 = 0$ . 如

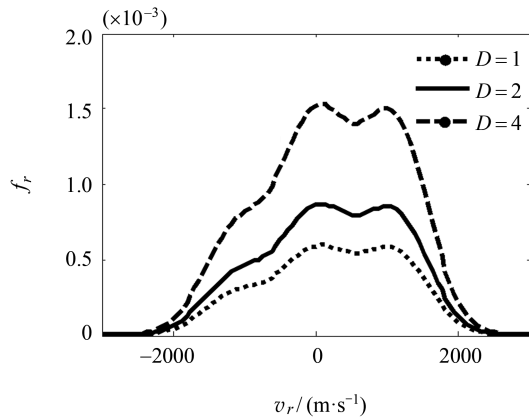


图 3 速度分布函数随修正因子的变化

Fig. 3 Velocity distribution function changes with the modifying factor

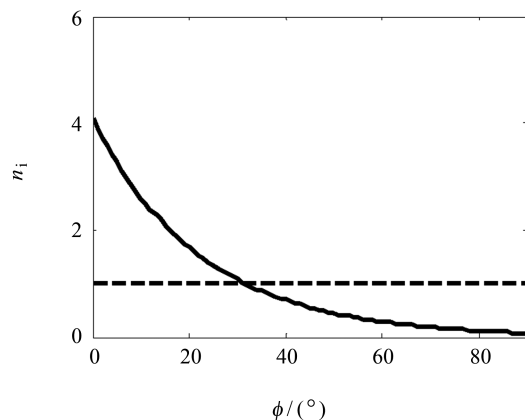


图 4 等效离子密度随视线方向与磁场方向夹角的变化

Fig. 4 Equivalent ion density changes with the angle between the line of radar sight and magnetic field direction

果二次耦合过程得以持续, 那么一次参量衰变过程中产生的下行朗缪尔波激发另一个上行朗缪尔波和下行离子声波. 多级衰变过程仅会部分发生, 因此上行离子声波强于下行分量, 表征到分布函数中即  $R_1 > R_2$ , 这里假设  $R_2 = 0.5R_1$ . 从图 5 中可以看出, 随着具有离子声速的振荡粒子组分的增大, 分布函数出现不对称性和多峰结构, 振荡粒子组分总量增大到 90% 时, 分布函数呈现为双峰分布结构. 如果离子速度分布存在各向异性, 离子温度受其影响也可能出现各向异性的情况. 图 6 给出了速度分布函数随温度各向异性的变化, 其中  $T_x = T_y$ . 等离子温度增高导致分布函数幅度降低而宽度增大. 从分布函数的形状特征来看, 高温导致振荡粒子组分的影响减小, 即振荡粒子引起的不对称和多峰结构特征减弱.

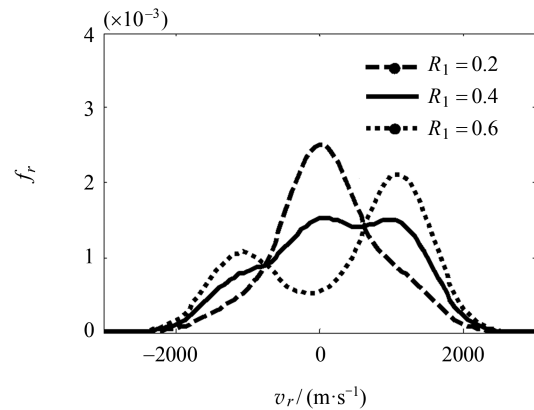


图 5 速度分布函数随离子声速振荡粒子组分的变化

Fig. 5 Velocity distribution function changes with shock particle component that has ion sound velocity

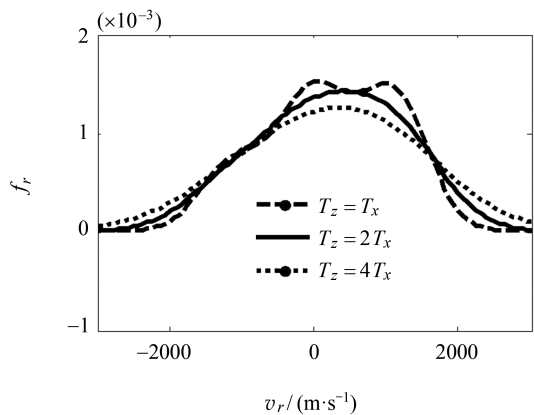


图 6 速度分布函数随温度各向异性的变化

Fig. 6 Velocity distribution function changes with temperature anisotropy

## 2 非相干散射谱的数值模拟

对任意粒子分布状态, 非相干散射的功率谱可以表示为

$$S(f) = \frac{2\pi}{k} \left| 1 - \frac{\chi_e}{\varepsilon} \right|^2 f_e \left( \frac{2\pi f}{k} \right) + \frac{2\pi}{kn_e} \left| \frac{\chi_e}{\chi} \right|^2 \sum_j Z_j n_j f_i \left( \frac{2\pi f}{k} \right). \quad (10)$$

其中:  $f$  为多普勒频率;  $k = 4\pi f_{\text{rad}}/c$  为雷达波数,  $f_{\text{rad}}$  为雷达频率, 这里取 930 MHz;  $c$  为光速;  $f_e$  为电子速度分布函数, 这里假设电子服从麦克斯韦分布;  $Z_j$  为第  $j$  类离子电量;  $\varepsilon = 1 + \chi_e + \sum_j \chi_{i,j}$  为介电函数;  $\chi_e$  和  $\chi_i$  分别为电子和离子极化率.

$$\chi_e = \frac{1}{2\lambda_{De}^2 k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_e / \partial p_e}{\xi_e - p_e} dp_e, \quad (11)$$

$$\chi_i = \frac{1}{2\lambda_{Di}^2 k^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f_i / \partial p_i}{\xi_i - p_i} dp_i. \quad (12)$$

其中,  $\lambda_{De}$  和  $\lambda_{Di}$  分别为电子和离子德拜长度,  $p_{i,e} = v_{i,e}/v_{\text{thi},e}$  为归一化速度. 将式 (1) 和式 (8) 分别代入式 (11) 和 (12) 即可计算不同参数条件下的非相干散射谱.

图 7 给出了不同探测方向的雷达非相干散射谱. 雷达波束方向与地磁场方向夹角为  $30^\circ$  时, 离子分布接近麦克斯韦分布, 因此这里选择此参数作为参照. 从图 7 可以看出, 随雷达波束方向与地磁场方向夹角的变小, 波束方向内等效离子数增加, 功率谱幅度迅速增大, 从平衡态的  $100 \text{ K}\cdot\text{kHz}^{-1}$  增大至  $900 \text{ K}\cdot\text{kHz}^{-1}$ , 增幅近 1 个量级. 参量不稳定性引起的离子线谱增强特征存在较强的方向敏感性, 雷达波束方向偏离磁场方向时, 增强幅度迅速减弱. 欧洲特罗姆瑟的非相干散射雷达地磁场方向与垂向的夹角为  $12^\circ$ , 因此垂直探测的 VHF 非相干散射雷达仍可能观测到离子线谱增强特征, 但相对其沿磁场探测的增强幅度较弱, 这与之前的实验结果保持一致. 从式 (2) 可知,  $D = 0$  时, 分布函数退化回麦克斯韦分布. 以此为参照, 计算了磁场方向上  $D = 0, 2, 4$  时的非相干散射谱. 从图 8 可以看出, 随修正因子  $D$  的增大, 功率谱幅度增加, 峰谷比增大, 功率幅度增加与修正因子大致呈线性关系. 修正因子表征受离子声波约束的沿磁场方向运动离子的聚集程度,  $D$  增

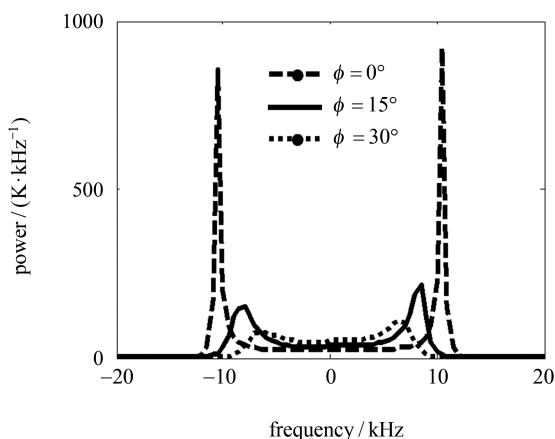


图 7 功率谱随雷达波束方向与磁场方向夹角的变化  
Fig. 7 Power spectra changes with the angle between radar beam direction and magnetic field direction

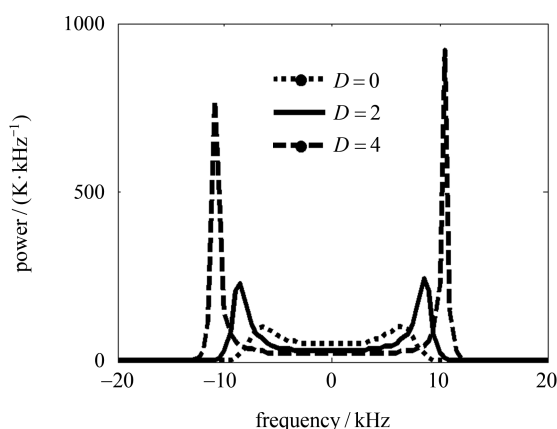


图 8 功率谱随修正因子的变化  
Fig. 8 Power spectra changes with the modifying factor

大时沿雷达视线方向上运动的对雷达回波有贡献的等效粒子数目增多, 因此非相干回波幅度增强.

图 9 给出了功率谱随离子声速振荡粒子组分的变化. 从图 9 可以看出, 随着上行离子数增多, 下行离子线谱增强, 这与欧洲非相干散射雷达的实验观测结果一致. 但是, 功率谱不对称的效果受多种条件制约, 仿真中仍采用了  $R_1 = 2R_2$  的假设. 如果仅发生了一次参量衰变过程, 即没有下行的离子声波产生, 那么相同上行离子组分的条件下, 不对称性更为显著. 此外, 修正因子和等效离子温度均影响不对称性, 修正因子增大时, 同等条件下的不对称性特征放大, 而等效离子温度升高时, 同等条件下的不对称性特征削弱. 图 10 给出了功率谱随温度各向异性的变化. 由图 10 可以看出, 在垂直于视线方向温度不变的情况

下, 温度的各向异性增强相当于等效离子温度增加, 功率谱的特征表现为谱宽度增加而幅度下降。

### 3 结论与讨论

非相干散射雷达的离子线谱在加热强扰动下, 幅度增强可达一个量级。基于现有的非相干散射理论和基于超热电子的修正理论均无法从理论上合理再现这一现象。仅在电子密度增强一个量级的条件下, 才能很好地拟合实验效果。但是根据机理和其他诊断手段的分析结果可知这一假设不成立。

这里假设离子在加热条件下呈现各向异性分布, 基于大功率无线电波加热电离层激发离子声波的物理机制, 构建了非平衡态下三维的离子速度分布函数

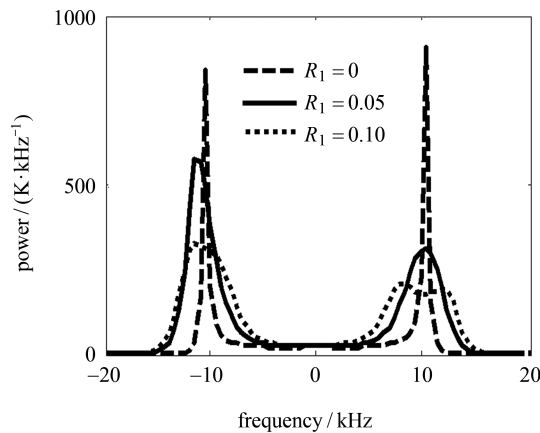


图 9 功率谱随离子声速振荡粒子组分的变化  
Fig. 9 Power spectra changes with shock particle component that has ion sound velocity

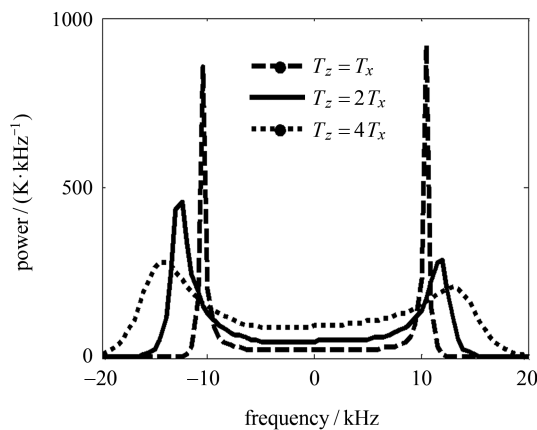


图 10 功率谱随温度各向异性的变化  
Fig. 10 Power spectra changes with temperature anisotropy

模型。该模型涵盖了离子密度和温度的各向异性以及离子声速粒子组分增加等因素, 给出任意视线方向上速度分布函数的数值解, 并在此基础上构建了加热强扰动条件下的非平衡态非相干散射理论模型。基于这一模型, 讨论了修正因子、视线方向与磁场方向夹角、离子声速振荡粒子组分及温度各向异性对离子分布和非相干散射谱的影响, 结论如下。

(1) 引入各向异性分布机制, 合理再现离子线谱超过一个量级的幅度增强现象。在电离层加热参量不稳定发生条件下, 加热本身并不引起离子密度的增加, 但由于激发的离子声波沿磁场方向传播, 使离子的分布不满足各向同性条件并在磁场方向集聚, 导致沿磁场方向运动的离子数远大于其他方向, 对应的雷达视线方向上带电粒子数增多, 功率谱增强。

(2) 引入具备离子声速的离子组分, 合理解释加热强扰动离子线谱增强结构中出现的上行离子线强于下行离子线的现象。加热激发离子声波, 导致具备特征运动速度 (离子声速) 的离子数增加。由于上行的电磁波激发下行的朗缪尔波和上行的离子声波, 产生的部分下行朗缪尔波再次衰变成上行朗缪尔波和下行的离子声波。因此, 具备上行离子声速的粒子多于下行粒子, 这导致下行离子线强于上行离子线。

这些仿真结果定量解释了加热反射高度离子线异常谱特征的问题。电离层加热的物理机制有很多, 除参量不稳定性外, 还包括振荡双流不稳定性 and 热参量不稳定性等。下一步的工作将基于不同的物理机制建立不同的非相干散射理论模型, 合理解释实测的离子线和等离子体线异常谱特征, 最终实现强扰动区电离层参数反演。

### 参考文献

- [1] GORDON W E. Incoherent scattering of radio waves by free electrons with applications to space exploration by radar [J]. *Proc. IRE*, 1958, **46**(11): 1824-1829
- [2] FEJER J A. Scattering of radio waves by an ionized gas in thermal equilibrium [J]. *Can. J. Phys.*, 1960, **38**(8): 1114-1133
- [3] DOUGHERTY J P, FARLEY D T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma [J]. *Proc. Royal Soc. London A: Math. Phys. Sci.*, 1960, **259**(1296): 79-99
- [4] DOUGHERTY J P, FARLEY D T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma: 3. Scattering in a partly ionized gas [J]. *J. Geophys. Res.*, 1963, **68**(19): 5473-5486

- [5] FARLEY D T. A theory of incoherent scattering of radio waves by a plasma: 4. The effect of unequal ion and electron temperatures [J]. *J. Geophys. Res.*, 1966, **71**(17): 4091-4098
- [6] SALPETER E E. Electron density fluctuations in a plasma [J]. *Phys. Rev.*, 1960, **120**(5): 1528-1535
- [7] SALPETER E E. Plasma density fluctuations in a magnetic field [J]. *Phys. Rev.*, 1961, **122**(6): 1663-1674
- [8] HAGFORS T. Density Fluctuations in a plasma in a magnetic field, with applications to the ionosphere [J]. *J. Geophys. Res.*, 1961, **66**(6): 1699-1712
- [9] EVANS J V. Theory and practice of ionosphere study by Thomson scatter radar [J]. *Proc. IEEE*, 1969, **57**(4): 496-530
- [10] SHEFFIELD J. Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation [M]. New York: Academic Press, 1975
- [11] SCHUNK R W, WALKER J C G. Ion velocity distributions in the auroral ionosphere [J]. *Planet. Space Sci.*, 1972, **20**(12): 2175-2191
- [12] ST-MAURICE J P, SCHUNK R W. Auroral ion velocity distributions using a relaxation model [J]. *Planet. Space Sci.*, 1973, **21**(7): 1115-1130
- [13] ST-MAURICE J P, SCHUNK R W. Behaviour of ion velocity distributions for a simple collision model [J]. *Planet. Space Sci.*, 1974, **22**(1): 1-18
- [14] ST-MAURICE J P, SCHUNK R W. Use of generalized orthogonal polynomial solutions of Boltzmann's equation in certain aeronomy problems: Auroral Ion velocity distributions [J]. *J. Geophys. Res.*, 1976, **81**(13): 2145-2154
- [15] ST-MAURICE J P, SCHUNK R W. Auroral ion velocity distributions for a polarization collision model [J]. *Planet. Space Sci.*, 1977, **25**(3): 243-260
- [16] ST-MAURICE J P, SCHUNK R W. Ion velocity distribution in the high-latitude ionosphere [J]. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1979, **17**(1): 99-134
- [17] ST-MAURICE J P, HANSON W B, WALKER J C G. Retarding potential analyzer measurement of the effect of ion-neutral collisions on the ion velocity distribution in the auroral ionosphere [J]. *J. Geophys. Res.*, 1976, **81**(31): 5438-5446
- [18] RAMAN R S V, ST-MAURICE J P, ONG R S B. Incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere [J]. *J. Geophys. Res.*, 1981, **86**(A6): 4751-4762
- [19] HUBERT D, LATHUILLÈRE C. Incoherent scattering of radar waves in the auroral ionosphere in the presence of high electric fields, and measurement problems with the EISCAT facility [J]. *J. Geophys. Res.*, 1989, **94**(A4): 3653-3662
- [20] SUVANTO K. Incoherent scattering of radar waves from nonthermal F region plasma: analytical methods of spectrum synthesis [J]. *Radio Sci.*, 1988, **23**(6): 989-996
- [21] SUVANTO K. On the analysis of incoherent scatter radar data from non-thermal ionospheric plasma: effects of measurement noise and an inexact theory [J]. *Planet. Space Sci.*, 1990, **38**(7): 903-912
- [22] BERNHARDT P A, HUBA J D, SWARTZ W E, *et al.* Incoherent scatter from space shuttle and rocket engine plumes in the ionosphere [J]. *J. Geophys. Res.*, 1998, **103**(A2): 2239-2251
- [23] BERNHARDT P A, SULZER M P. Incoherent scatter measurements of ring-ion beam distributions produced by space shuttle exhaust injections into the ionosphere [J]. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**(A2): A02303
- [24] GUREVICH A V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1978
- [25] XU Bin, WU Zhensen, WU Jian, *et al.* Incoherent scatter spectrum of a collisional plasma [J]. *Chin. Phys. Soc.*, 2009, **58**(7): 5104-5110
- [26] XU Bin, WU Zhensen, WU Jian, *et al.* Incoherent scatter spectra due to HF heating in the low ionosphere region [J]. *Sci. China E: Technol. Sci.*, 2009, **52**(4): 1112-1116
- [27] GUREVICH A V, HAGFORS T, CARLSON H C, *et al.* Electron temperature measurements by incoherent scattering in the presence of strong small scale temperature irregularities [J]. *Phys. Lett.*, 1998, **246A**(3/4): 335-340
- [28] GUSTAVSSON B, SERGIENKO T, KOSCH M J. The electron energy distribution during HF pumping, a picture painted with all colors [J]. *Ann. Geophys.*, 2005, **23**(5): 1747-1754
- [29] MISHIN E, CARLSON H C, HAGFORS T. On the electron distribution function in the F region and airglow enhancements during HF modification experiments [J]. *Geophys. Res. Lett.*, 2000, **27**(18): 2857-2860
- [30] XU Bin, WANG Zhange, XUE Kun, *et al.* The inversion of incoherent scatter spectra with a non-Maxwellian electron distribution [J]. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 2010, **72**(5/6): 492-497
- [31] RIETVELD M T, KOHL H, KOPKA H, *et al.* Introduction to ionospheric heating at Tromsø-I. experimental overview [J]. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 1993, **55**(4/5): 577-599
- [32] KOHL H, KOPKA H, STUBBE P, *et al.* Introduction to ionospheric heating experiments at Tromsø-II Scientific problems [J]. *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 1993, **55**(4/5): 601-613
- [33] DUBOIS D F, HANSSSEN A, ROSE H A, *et al.* Excitation of strong Langmuir turbulence in the ionosphere: comparison of theory and observations [J]. *Phys. Fluids B*, 1993, **5**(7): 2616-2622
- [34] DUBOIS D F, HANSSSEN A, ROSE H A, *et al.* Space and time distribution of HF excited Langmuir turbulence in the ionosphere: comparison of theory and experiment [J]. *J. Geophys. Res.*, 1993, **98**(A10): 17543-17567
- [35] DJUTH F T, ISHAM B, RIETVELD M T, *et al.* First 100 ms of HF modification at Tromsø, Norway [J]. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**(A11): A11307