

# 碰撞等离子体的非相干散射谱\*

徐 彬<sup>1)</sup> 吴振森<sup>1)</sup> 吴 健<sup>2)</sup> 薛 昆<sup>1)</sup>

1) 西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

2) 中国电波传播研究所电波环境特性及模化技术国家重点实验室, 北京 102206)

(2007 年 11 月 8 日收到, 2008 年 11 月 12 日收到修改稿)

给出了任意非麦克斯韦速度分布条件下, 碰撞等离子体非相干散射谱的求解方法的一般表达式, 并给出了谱计算中, 所必需的两个复奇点积分的计算方法. 计算了低电离层 HF 加热下功率谱, 讨论了碰撞频率、非麦氏指数、电子密度、电子温度和离子温度对功率谱的影响. 由于碰撞和非麦克斯韦因子的作用, 原有的电离层参量和谱型特征的对应关系不再成立, 这会对电离层参量的反演带来很大误差, 必须对原有的理论模型予以修正.

关键词: 功率谱, 非相干散射雷达, 非麦克斯韦分布函数, 碰撞

PACC: 9385, 9420Z

## 1. 引 言

电离层中的等离子体通常处于热平衡状态, 粒子的速度分布遵循麦克斯韦分布. 然而, 粒子沉降、极区对流电场以及人工电离层加热条件下, 外力和背景等离子体的相互作用, 使粒子系统偏离了平衡状态. 非平衡态的电离层等离子体, 会对非相干散射功率谱产生影响, 进而影响非相干散射雷达的探测精度. Raman 等人<sup>[1]</sup>研究了双麦氏分布函数的非相干散射功率谱, 讨论了不同雷达参数和电离层参数对功率谱的影响. 文献<sup>[2, 3]</sup>对双麦氏分布速度分布函数进行了修正, 给出了解析解, 并讨论了解的饱和现象. St-Maurice 和 Schunk<sup>[4-7]</sup>对多种碰撞模式下的速度分布函数进行了讨论, 给出了弛豫碰撞下的积分解, 以麦克斯韦、双麦克斯韦和环形麦克斯韦分布为权函数, 给出了极化碰撞和共振电荷交换碰撞下的正交多项式解. Hubert<sup>[8, 9]</sup>对不同电场条件下, 级数解的使用范围进行了进一步的讨论. Suvanto<sup>[10]</sup>给出了一种计算实奇点积分的方法, 并计算了 F 区的非麦克斯韦功率谱. Cooper 和 Koh<sup>[11]</sup>使用非麦克斯韦特性对非相干散射谱的不对称性进行了解释. Zheng 等人<sup>[12]</sup>和 Satio 等人<sup>[13]</sup>引入了非麦克斯韦的电子分布函数, 并讨论了相应的离子线和等离子体

谱. 然而, 这些计算均基于 Sheffield<sup>[14]</sup>无碰撞等离子体的非相干散射理论, 忽略了碰撞的影响. 在高纬 F 层, 中性粒子密度较小, 这一近似是满足的. 但随着高度减小, 中性粒子密度的增加, 碰撞的影响会增大, 我们必需考虑碰撞项的影响.

通过构造合适的积分路径, 本文给出了两种复奇点积分的解. 在此基础上, 给出了任意速度分布函数下, 计算碰撞等离子体的非相干散射谱的一般公式. 并对低电离层 HF 加热条件下, 碰撞频率、非麦氏指数、密度和温度对功率谱的影响进行了讨论.

## 2. 碰撞等离子体功率谱的一般形式

依据 Sheffield<sup>[14]</sup>的理论, 功率谱为

$$S(k, \omega) = 2 \left| \frac{(1 + C_i)}{\epsilon} \right|^2 B_e + 2Z \left| \frac{C_e}{\epsilon} \right|^2 B_i \quad (1)$$

其中  $k = 2k_i \sin(\theta/2)$  为波数,  $\theta$  为散射角, 对后向散射  $k = 2k_i$ ,  $\omega$  为多普勒频率,  $Z$  为离子电荷数,  $\epsilon = 1 + C_i + C_e$  为径向的介电函数,  $C_i$  和  $C_e$  分别为离子和电子的极化率.  $B_i$  和  $B_e$  为考虑碰撞条件下, 单个离子和电子引起的密度扰动的功率谱. 后向散射条件下,  $C_i$ ,  $B_i$ ,  $C_e$  和  $B_e$  分别定义为

$$C_i = \frac{1}{1 + D_i} \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{4\pi Ze^2 n_{0i}}{m_i k^2} \frac{k \partial f_{0i} / \partial v}{\omega - kv - i\gamma_i} \quad (2)$$

\* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 40831062), 国家科技支撑计划(批准号: 2006BAB18B06)和电波环境特性及模化技术国家重点实验室基金资助的课题.

$$B_i = \frac{\gamma_i}{|1 + D_i|^2} \times \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{f_{0i}}{(\omega - kv)^2 + \gamma_i^2} - \frac{|D_i|^2}{\gamma_i^2} \right\}, \quad (3)$$

$$C_e = \frac{1}{1 + D_e} \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{4\pi e^2 n_{0e}}{m_e k^2} \frac{k \partial f_{0e} / \partial v}{\omega - kv - i\gamma_e}, \quad (4)$$

$$B_e = \frac{\gamma_e}{|1 + D_e|^2} \times \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{f_{0e}}{(\omega - kv)^2 + \gamma_e^2} - \frac{|D_e|^2}{\gamma_e^2} \right\}, \quad (5)$$

其中  $m_i$  和  $m_e$  为离子和电子质量,  $e$  为电子电量,  $n_{0i}$  和  $n_{0e}$  为离子和电子密度,  $f_{0i}$  和  $f_{0e}$  为视线方向上离子和电子的速度分布函数,  $v$  为视线方向粒子速度,  $\gamma_i$  和  $\gamma_e$  为离子和电子的有效碰撞频率,  $D_i$  和  $D_e$  分别为

$$D_i = i\gamma_i \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{f_{0i}}{\omega - kv - i\gamma_i}, \quad (6)$$

$$D_e = i\gamma_e \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{f_{0e}}{\omega - kv - i\gamma_e}, \quad (7)$$

### 3. 复奇点积分的求解

Sheffield 给出的功率谱的一般形式中, 对分布函数的形式并没有限制. 对任意速度分布函数, 我们需要计算两种带有复奇点的积分:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{f(v)}{v - Z_0}, \quad (8)$$

$$J = \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{f(v)}{(v - Z_{Re})^2 + Z_{Im}^2}, \quad (9)$$

$$Z_0 = Z_{Re} + iZ_{Im}. \quad (10)$$

下面我们分别对两种积分的求解进行讨论. 对第一类复奇点积分, 若  $Z_{Im} > 0$ , 我们构造积分路径如图 1 所示.

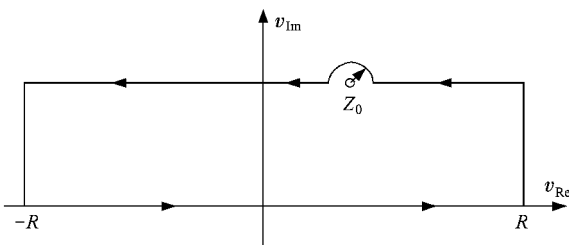


图 1 复奇点虚部大于零的积分路径

由留数定理可得

$$2\pi i f(Z_0) = \alpha(Z_0) - \lim_{r_0 \rightarrow 0} \left\{ \left( \int_{-\infty + iZ_{Im}}^{Z_0 - r_0} dv + \int_{Z_0 + r_0}^{+\infty + iZ_{Im}} dv \right) \cdot \frac{f(v)}{v - Z_0} \right\} + I, \quad (11)$$

其中  $P \int$  为柯西积分主值,  $\alpha(Z_0)$  为弧线部分积分, 由小圆弧定理可得

$$\alpha(Z_0) = \pi i f(Z_0), \quad (12)$$

所以第一类复奇点积分可以写为

$$I = \pi i f(Z_0) + P \int_{-\infty + iZ_{Im}}^{+\infty + iZ_{Im}} \frac{f(v)}{v - Z_0} dv. \quad (13)$$

若  $Z_{Im} < 0$ , 我们构造积分路径如图 2 所示.

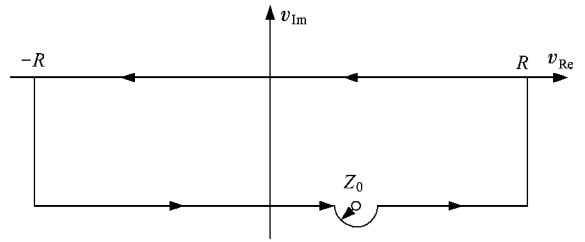


图 2 复奇点虚部小于零的积分路径

同理我们可以得到

$$I = -\pi i f(Z_0) + P \int_{-\infty + iZ_{Im}}^{+\infty + iZ_{Im}} \frac{f(v)}{v - Z_0} dv. \quad (14)$$

对第二类复奇点积分, 我们采用第一类复奇点积分的变形来表示. 在(9)式两端乘以  $2iZ_{Im}$ , 并将右侧  $2iZ_{Im}$  展开为  $Z_{Re} + iZ_{Im} - (Z_{Re} - iZ_{Im})$  可得

$$2iZ_{Im} J = \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{f(v)}{v - (Z_{Re} + iZ_{Im})} + \int_{-\infty}^{+\infty} dv \frac{f(v)}{v - (Z_{Re} - iZ_{Im})}, \quad (15)$$

所以第二类复奇点积分为

$$J = (I + I^*) / 2iZ_{Im} = \text{Im}\{I\} / Z_{Im}. \quad (16)$$

将(13)(14)和(16)式代入到(2)~(7)式, 并作归一化处理可得

$$D_i = \frac{i\gamma_i}{kb} \left( i\pi g_{0i}(\tilde{z}_{0i}) + P \int_{-\infty - i\tilde{\gamma}_i}^{+\infty - i\tilde{\gamma}_i} \frac{dp_i g_{0i}}{\tilde{z}_{0i} - p_i} \right) \quad (17)$$

$$C_i = \frac{\alpha^2 Z}{1 + D_i} \frac{T_e}{2T_i} \left( i\pi \partial g_{0i}(\tilde{z}_{0i}) / \partial p_i + P \int_{-\infty - i\tilde{\gamma}_i}^{+\infty - i\tilde{\gamma}_i} dp_i \frac{\partial g_{0i} / \partial p_i}{\tilde{z}_{0i} - p_i} \right), \quad (18)$$

$$B_i = \frac{1}{kb |1 + D_i|^2} \text{Im} \left\{ i\pi g_{0i}(\tilde{z}_{0i}) \right\}$$

$$+ P \int_{-\infty-i\tilde{\gamma}_i}^{+\infty-i\tilde{\gamma}_i} dp_i \frac{g_{0i}}{\tilde{z}_{0i} - p_i} \left\{ - \frac{|D_i|^2}{\gamma_i |1 + D_i|^2} \right\} \quad (19)$$

$$D_e = \frac{i\gamma_e}{ka} \left( i\pi g_{0e}(\tilde{z}_{0e}) + P \int_{-\infty-i\tilde{\gamma}_e}^{+\infty-i\tilde{\gamma}_e} dp_e \frac{g_{0e}}{\tilde{z}_{0e} - p_e} \right), \quad (20)$$

$$C_e = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2}{1 + D_e} \left( i\pi \partial g_{0i}(\tilde{z}_{0e}) \partial p_i + P \int_{-\infty-i\tilde{\gamma}_e}^{+\infty-i\tilde{\gamma}_e} dp_e \frac{\partial g_{0e}/\partial p_e}{\tilde{z}_{0e} - p_e} \right), \quad (21)$$

$$B_e = \frac{1}{ka |1 + D_e|^2} \text{Im} \left\{ i\pi g_{0e}(\tilde{z}_{0e}) + P \int_{-\infty-i\tilde{\gamma}_e}^{+\infty-i\tilde{\gamma}_e} dp_e \frac{g_{0e}}{\tilde{z}_{0e} - p_e} \right\} - \frac{|D_e|^2}{\gamma_e |1 + D_e|^2}, \quad (22)$$

其中  $b$  和  $a$  为离子和电子的热速度,  $T_i$  和  $T_e$  为离子和电子温度,  $g_{0i}$  和  $g_{0e}$  为视线方向上归一化的离子和电子的速度分布函数,  $\alpha \equiv 1/k\lambda_D$ ,  $\lambda_D$  为德拜长度. 归一化速度, 归一化碰撞频率和归一化奇点分别为

$$p_e = v/a, \quad (23)$$

$$p_i = v/b, \quad (24)$$

$$\tilde{\gamma}_e = \gamma_e/ka, \quad (25)$$

$$\tilde{\gamma}_i = \gamma_i/kb, \quad (26)$$

$$\tilde{z}_{0e} = (\omega - i\gamma_e)ka, \quad (27)$$

$$\tilde{z}_{0i} = (\omega - i\gamma_i)kb. \quad (28)$$

#### 4. 超高斯分布的计算实例

人工大功率无线电波注入条件下, 由于离子质量很大, 高频外场变化太快, 离子跟不上加热电场的变化, 故而离子分布几乎不受交变电场的影响, 仍处于平衡状态. 在低电离层区域, 由于碰撞剧烈, 碰撞对电子分布起控制作用. 虽然有加热电场和地磁场作用, 电子分布仍呈现各向同性, 而加热的作用仅体现为电子速度分布函数的尾部增强. 此时, 超高斯分布函数是一个很好的近似<sup>[12]</sup>.

$$f_e(v) = C \exp[-(v/v_{Te})^m], \quad (29)$$

其中  $m$  为非麦克斯韦指数,  $m=2$  对应于麦克斯韦

分布函数.  $C = m/4\pi v_{Te}^3 \Gamma(3/m)$  为归一化系数. 归一化速度这里不再是热速度, 其具体形式为

$$v_{Te} = \sqrt{3\Gamma(3/m)a^2/\Gamma(5/m)}, \quad (30)$$

这里  $\Gamma(x)$  是伽马函数, 电子的归一化速度, 归一化碰撞频率, 归一化奇点和归一化分布函数分别为

$$p_e = v/v_{Te}, \quad (31)$$

$$\tilde{\gamma}_e = \gamma_e/kv_{Te}, \quad (32)$$

$$\tilde{z}_{0e} = (\omega - i\gamma_e)kv_{Te}, \quad (33)$$

$$g_{0e} = C' \exp(-p_e^m), \quad (34)$$

其中  $C'$  为归一化系数. 将 (31)–(34) 式代入 (20)–(22) 式, 归一化离子速度分布函数取麦克斯韦分布  $g_{0i} = \pi^{-1/2} \exp(-p_i^2)$ , 代入 (17)–(19) 式可得

$$D_i = \frac{i\gamma_i}{kb} \left( 2 \exp(-\tilde{z}_{0i}^2) \int_0^{\tilde{z}_{0i}} \exp(p_i^2) dp_i + i\pi^{1/2} \exp(-\tilde{z}_{0i}^2) \right), \quad (35)$$

$$C_i = \frac{\alpha^2 Z}{1 + D_i} \frac{T_e}{T_i} \left( 1 - 2\tilde{z}_{0i} \exp(-\tilde{z}_{0i}^2) \times \int_0^{\tilde{z}_{0i}} \exp(p_i^2) dp_i - i\pi^{1/2} \tilde{z}_{0i} \times \exp(-\tilde{z}_{0i}^2) \right), \quad (36)$$

$$B_i = \frac{1}{\pi^{1/2} kb |1 + D_i|^2} \text{Im} \left\{ 2 \exp(-\tilde{z}_{0i}^2) \times \int_0^{\tilde{z}_{0i}} \exp(p_i^2) dp_i + i\pi^{1/2} \exp(-\tilde{z}_{0i}^2) \right\} - \frac{|D_i|^2}{\gamma_i |1 + D_i|^2}, \quad (37)$$

$$D_e = \frac{iC'\gamma_e}{k} \sqrt{\frac{\Gamma(5/m)m_e}{6\Gamma(3/m)K_b T_e}} \left( i\pi \exp(-\tilde{z}_{0e}^m) + P \int_{-\infty-i\tilde{\gamma}_e}^{+\infty-i\tilde{\gamma}_e} dp_e \frac{\exp(-p_e^m)}{\tilde{z}_{0e} - p_e} \right), \quad (38)$$

$$C_e = \frac{1}{2} \frac{\alpha^2 C'm}{1 + D_e} \left( i\pi \tilde{z}_{0e}^{m-1} \exp(-\tilde{z}_{0e}^m) + P \int_{-\infty-i\tilde{\gamma}_e}^{+\infty-i\tilde{\gamma}_e} dp_e \frac{p_e^{m-1} \exp(-p_e^m)}{\tilde{z}_{0e} - p_e} \right), \quad (39)$$

$$B_e = \frac{C'}{k |1 + D_e|^2} \sqrt{\frac{\Gamma(5/m)m_e}{6\Gamma(3/m)K_b T_e}} \times \text{Im} \left\{ i\pi \exp(-\tilde{z}_{0e}^m) + P \int_{-\infty-i\tilde{\gamma}_e}^{+\infty-i\tilde{\gamma}_e} dp_e \frac{\exp(-p_e^m)}{\tilde{z}_{0e} - p_e} \right\}$$

$$-\frac{|D_e|^2}{\gamma_e |1 + D_e|^2}, \quad (40)$$

其中  $K_b$  为玻尔兹曼常量. 将 (35)–(40) 式代入 (1) 式, 我们就可以计算具有超高斯分布的碰撞等离子体的非相干散射功率谱. 非相干散射谱分成两个部分, 第一项为测试电子引起的密度扰动功率谱, 包含电子的本征扰动, 测试电子排斥电子引起的扰动, 测试电子吸引离子引起的扰动; 第二项为测试离子引起的密度扰动功率谱, 包含离子的本征扰动, 测试离子吸引电子引起的扰动, 测试离子排斥离子引起的扰动. 与之相对应非相干散射谱存在两个谐振区域, 即离子谐振区域和电子谐振区域. 前者的功率谱主要由方程的第二项决定, 电子项在离子谐振区的功率谱中仅起到微弱的修正作用. 后者的功率谱主要由方程第一项决定, 离子项作用则完全可以忽略. 由于电子谐振区的非相干散射谱探测实现十分困难, 在通常的分相干散射数据反演中分析的功率谱均指离子线谱, 因此这里我们只对离子谐振区的非相干散射谱进行了讨论.

图 3 给出了非麦克斯韦指数  $m = 2.5$  时, 不同碰撞条件下的归一化功率谱. 电子密度、电子温度和离子温度的取值分别为  $1.5 \times 10^{11} \text{ m}^{-3}$ , 350 K 和 300 K. 电子的碰撞频率取下式<sup>[15]</sup>:

$$\gamma_e = 0.357 \gamma_i \sqrt{m_i T_e / m_e T_i}. \quad (41)$$

从图中可以看到: 在碰撞频率较小时, 非相干散射谱呈现为典型的双峰. 随碰撞频率的增大, 功率谱谷上升, 半功率谱宽减小, 双峰变得平坦, 逐渐向单峰转变. 在碰撞很剧烈时, 谱的幅度继续增强, 单峰变得尖锐. 实测的非相干散射谱中, D 层和低 E 层的功率谱幅度没有 F 层的幅度强, 这是因为由于功率谱的面积对应于电子浓度, 虽然碰撞会引起功率谱幅度

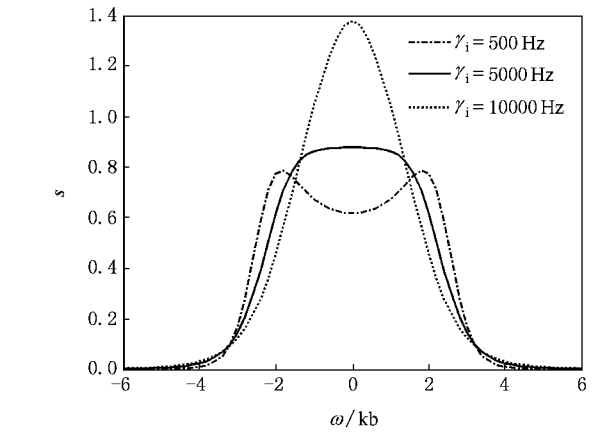
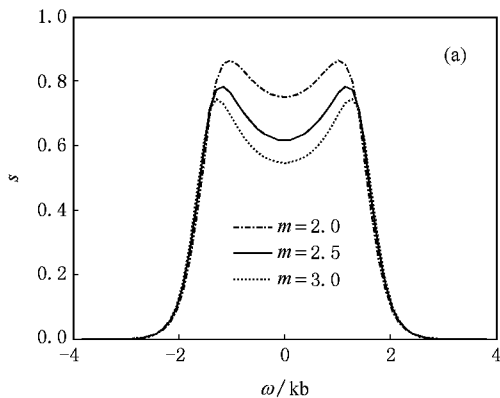


图 3 功率谱随碰撞频率的变化

的扩展, 然而与电子浓度的差异相比, 其影响仍然是次要的.

图 4 给出了非麦克斯韦指数  $m$  在不同碰撞条件下对非相干散射功率谱的影响. 人工能量的注入, 会使处在较高能量状态的电子增加, 处于较低能量状态的电子减少, 不同能量状态的电子对多普勒频移的相应贡献也会产生改变. 非相干散射功率谱复杂频谱结构是所有电子产生的多普勒频移的集合, 因此它会对标示偏离平衡态程度的指数  $m$  的变化产生响应. 在碰撞作用不明显的条件下,  $m$  产生的效应有两个: 一是使功率谱幅度下降, 减小了功率谱的面积, 进而在实际的反演中影响电子密度的精度; 二是增加峰谷比, 从而影响电子和离子温度比值的反演. 在碰撞作用显著时, 双峰消失,  $m$  的增大, 同样降低了谱的幅度, 同时还使单峰变得平坦.

非相干散射雷达测量的主要电离层参量包括电子密度, 电子温度, 离子温度, 离子视线速度. 其他物理量可由这四个基本量推出. 近似条件下, 散射信号

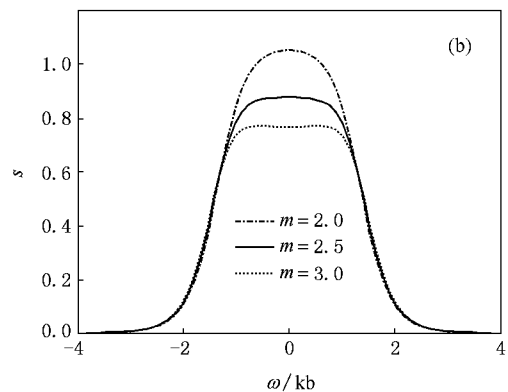


图 4 功率谱随非麦克斯韦指数的变化 (a)  $\gamma_i = 500 \text{ Hz}$  (b)  $\gamma_i = 5000 \text{ Hz}$

谱的特征与等离子体各参量之间有着简单的对应关系.然而碰撞和非麦克斯韦特征的引入使得谱特征与电离层参量的原有的对应关系不再成立,而会产生新的变化特征.图 5—图 7 给出了不同碰撞条件下,电子密度、电子温度和离子温度改变时,非相干散射谱的形态变化.在碰撞较小的条件下,电子密度的主要决定了功率谱的面积,随电子密度的增大,功率谱面积增大,由于探测回波幅度等于各频率分量的积分结果,面积增大对应于回波功率的增强;电子温度(实际上是电子温度与离子温度的比值)决定着峰谷比,随电子温度升高,峰谷比加大;离子温度决定着半功率谱宽度,离子温度增加,谱宽变窄.非相干散射数据的反演中,正是通过这些谱型特征来确定电子密度、电子温度和离子温度,然而,在碰撞效应显著时,电子密度、电子温度和离子温度的“分工”

不再那么明确,功率谱由双峰转变为单峰以后,峰谷比这一谱特征消失,三者的主要作用都变成对幅度的影响.

从图 5 (b)中可以看到,随电子密度的增加,单峰谱的峰值功率增加,谱宽有小幅展宽,而单峰的尖锐程度基本没有变化.从图 6 (b)和图 7 (b)来看,随电子温度的增加,离子温度的减小,单峰谱峰值功率下降,谱宽几乎没有任何变化,但单峰变得更平滑.从三参量对幅度的影响来看,电子密度与离子温度的作用同相,电子温度与另外两个量的影响反相.从图 4 和图 6,图 7 的对比来看,非麦克斯韦指数与电子温度对谱特征的影响基本相同,与离子温度的影响正好相反.这意味着电子分布存在尾向扩展条件下,电子温度会被过高估计,离子温度会被过低估计.

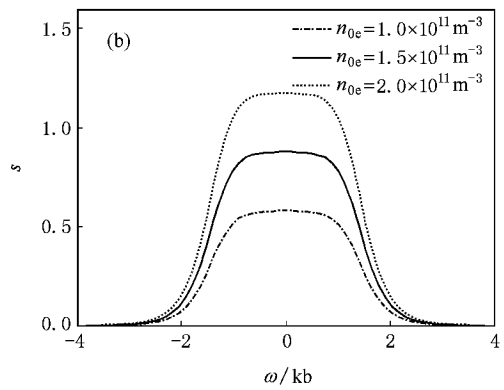
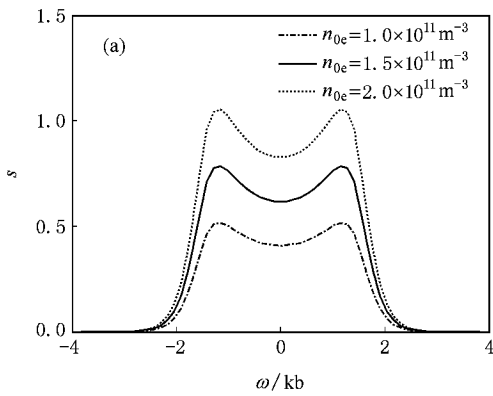


图 5 功率谱随电子浓度的变化 (a)  $\gamma_i = 500 \text{ Hz}$ ; (b)  $\gamma_i = 5000 \text{ Hz}$

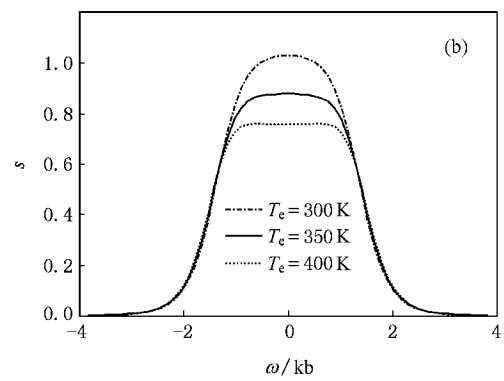
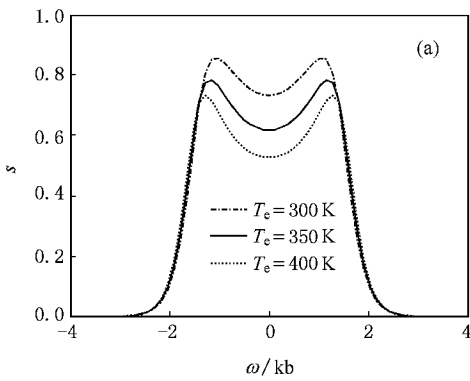


图 6 功率谱随电子温度的变化 (a)  $\gamma_i = 500 \text{ Hz}$ ; (b)  $\gamma_i = 5000 \text{ Hz}$

### 5. 结 论

非相干散射雷达以其大范围、高精度和多参数

探测等优势,成为电离层地基探测最为有效的手段之一.然而,多年来非相干散射探测基本原理一直维持在以平衡态的麦克斯韦分布为基础,在扰动电离层中,探测原理的缺陷会给探测结果带来很大的误

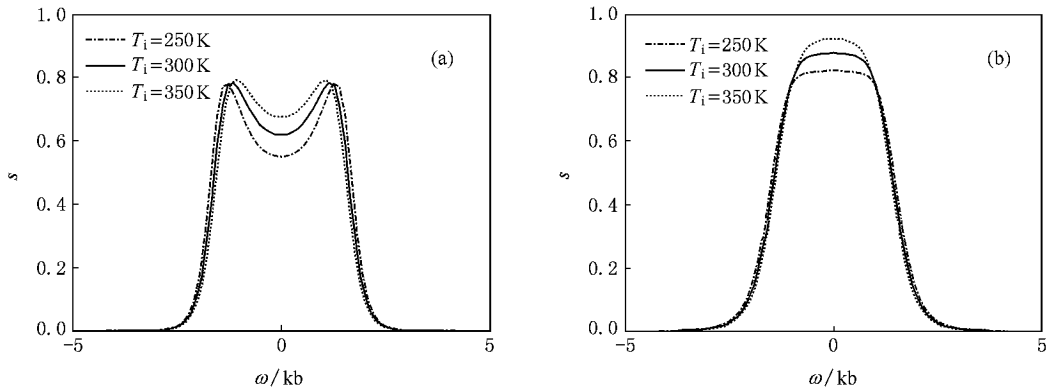


图 7 功率谱随离子温度的变化 (a)  $\gamma_i = 500$  Hz (b)  $\gamma_i = 5000$  Hz

差. 本文给出了任意非麦克斯韦速度分布条件下, 碰撞等离子体非相干散射谱的求解方法的一般表达式. 给出了非相干散射谱计算中, 两个复奇点积分的求解方法. 人工电离层加热条件下, 超高斯分布是对电子速度分布的一个很好的描述. 我们讨论了碰撞在这种分布下对功率谱的作用, 对比了不同碰撞条件下, 非麦克斯韦因子和各种电离层参量对功率谱的控制机理. 碰撞频率的增大, 会使功率谱谱型从双峰向单峰转变, 对面积、峰谷比和半功率谱宽度等功率谱的特征参数都有显著的影响. 不同碰撞条件下, 电子密度都是功率谱面积的主要决定因素, 而非麦克斯韦指数、电子和离子温度对功率谱所起的作用则完全不同. 非麦克斯韦指数与电子温度对功率谱的控制机理相似, 在碰撞较小的条件下, 主要决定了峰谷比, 在碰撞剧烈时, 两者除决定着谱峰平滑程度外, 对面积的影响也变得更为显著. 离子温度在弱碰撞下, 主要控制着半功率谱宽度, 而碰撞作用显著

时, 对功率谱的影响也主要变成了对面积的控制. 从控制变量对功率谱的影响的讨论中, 我们可以看到: 在引入非麦克斯韦因子和碰撞后, 控制变量和谱型特征之间不再是一一对应的关系, 而变成多对一和多对多的关系, 尤其在碰撞作用显著时, 这种对应关系变得更为复杂. 因此, 在对非相干散射数据进行反演, 由谱型特征决定电离层参数时, 会带来很大的误差. 正因为碰撞和非麦克斯韦指数对谱型特征有着显著的影响, 因此我们可以将这两个因子作为独立变量引入到非相干散射数据的分析中. 非麦克斯韦指数与加热电场幅度相关, 使得碰撞频率和不同高度的电场可以直接数据反演得到, 成为准确的测量, 而不是使用理论或者经验模型进行估算. 将文中给出的低电离层人工加热下功率谱的理论模型, 应用于我国电离层加热实测数据的分析, 是我们进一步需要完成的工作.

- [ 1 ] Raman Venkat R S , St-Maurice J P , Ong R S B 1981 *Journal of Geophysical Research* **86** 4751
- [ 2 ] Zheng C Q , Wu J 1994 *Chinese Journal of Geophysics* **37** 433 ( in Chinese ) [ 郑传青、吴 健 1994 地球物理学报 **37** 433 ]
- [ 3 ] Wu J 1997 *Chinese Journal of Geophysics* **40** 739 ( in Chinese ) [ 吴 健 1997 地球物理学报 **40** 739 ]
- [ 4 ] St-Maurice J P , Schunk R W 1973 *Planet. Space Sci.* **21** 1115
- [ 5 ] St-Maurice J P , Schunk R W 1976 *Journal of Geophysical Research* **81** 2145
- [ 6 ] St-Maurice J P , Schunk R W 1977 *Planet. Space Sci.* **25** 243
- [ 7 ] St-Maurice J P , Schunk R W 1979 *Reviews of Geophysics and Space*

*Physics* **17** 99

- [ 8 ] Hubert D 1982 *Planet. Space Sci.* **30** 1137
- [ 9 ] Hubert D 1983 *Planet. Space Sci.* **31** 1119
- [ 10 ] Suvanto K K 1989 *Thesis of the University of London*
- [ 11 ] Cooper J , Kohl H 1990 *J. Atmos. Terr. Phys.* **52** 133
- [ 12 ] Zheng J , Yu C X , Zheng Z J 1997 *Phys. Plasmas* **4** 2736
- [ 13 ] Saito S , Fome F R E , Buchert S C , Norzawa S , Fujii R 2000 *Ann. Geophysicae* **18** 1216
- [ 14 ] Sheffield j 1975 *Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation* ( New York : Academic ) p113
- [ 15 ] Tanenbaum B S 1968 *Phys. Rev.* **171** 215

# Incoherent scatter spectrum of a collisional plasma<sup>\*</sup>

Xu Bin<sup>1)</sup> Wu Zhen-Sen<sup>1)</sup> Wu Jian<sup>2)</sup> Xue Kun<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China)

<sup>2)</sup> National Key Laboratory of Electromagnetic Environment, China Research Institute of Radiowave Propagation, Beijing 102206, China)

( Received 8 November 2007 ; revised manuscript received 12 November 2008 )

## Abstract

Incoherent scattering spectrum of a collisional plasma with an arbitrary velocity distribution function is presented in this paper. Two integrals with complex singular points have been solved in order to obtain the results. The incoherent scatter spectrum during HF heating in low ionosphere region is computed. The effect of collision frequency, non-Maxwellian index, electron density, electron temperature and ion temperature on power spectrum is discussed. Under the action of collision frequency and non-Maxwellian factor, the original relationship between ionospheric parameters and the characteristics of spectral shape is invalid, which will bring about a large error in the inversion of ionosphere parameters, thus the original theoretical model must be revised.

**Keywords** : power spectra, incoherent radar, non-Maxwellian distribution function, collision

**PACC** : 9385, 9420Z

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 40831062 ), the National Key Technology R&D Program ( Grant No. 2006BAB18B06 ) and the Science and Technology Foundation of State Key Laboratory of Electromagnetic Environment.