

太阳宁静及耀斑期间 1 AU 附近 等离子体韧致辐射研究^{*}

孙伟英 吴 季

(中国科学院空间科学与应用研究中心 北京 100080)

摘 要

在太空等离子体中,尤其在等离子体内部磁场较弱时,韧致辐射是等离子体能量损失的主要机制.本文对太阳宁静及耀斑期间 1 AU 处等离子体韧致辐射计算表明,等离子体辐射强度 I_f 的变化与辐射的电磁波频率有直接的关系.当辐射频率 f 接近于等离子体频率 f_{pe} 时,辐射强度显著增大.随着电磁波辐射频率的增大,辐射强度随频率增大作缓慢对数下降.辐射亮温 T_b 与等离子体电子温度 T_e 、介质光深成正比. T_b 与 I_f 随辐射频率变化的整体趋势一致.在相同的辐射频率情况下,太阳宁静期间 I_f 值、 T_b 值低于太阳耀斑期间 I_f 值、 T_b 值.

关键词 宁静太阳; 太阳耀斑; 韧致辐射; 辐射强度; 辐射亮温

1 引言

等离子体是物质的第 4 种存在状态,总体来看为准电中性.它是由自由运动并相互作用的正离子和电子所组成的混合物,也可能还有一些中性的原子和分子所组成.等离子体占宇宙间物质总量(不包括暗物质)的绝大部分.据印度天体物理学家沙哈的计算,宇宙中的 99.9% 的物质处于等离子体状态^[1].等离子体发出电磁波的过程称为等离子体电磁辐射.研究空间等离子体云的电磁辐射规律与等离子体各种参数的关系,有助于促进空间物理、天体物理等学科的发展^{[1],[2]}.

太阳耀斑是发生在太阳表面局部区域中突然和大规模的能量释放过程,它是最剧烈的太阳活动现象之一^[3].太阳耀斑的能量和物质突然输入行星际介质,必将使行星际空间的场和粒子发生变化,从而使处于行星际介质中的地球公转轨道附近的场和粒子也发生异常变化.这些与耀斑相关的异常变化是日地空间场和粒子骚扰的真实写照.观测地球公转轨道附近等离子体辐射,可作为监测太阳耀斑的手段^{[4],[5]}.地球公转轨道到太阳中心的距离是一个天文单位(1 AU, 1.5×10^{13} cm).在地球公转轨道附近,等离子体主要由电离的氢——质子和几乎等量的电子,及少量(5%)电离的氦和其他更重的元素组成^[6].

本文计算了太阳宁静及耀斑期间 1 AU 处球面上单位面积的等离子体韧致辐射强度、辐射亮温随辐射电磁波频率的变化;比较、分析了耀斑爆发前后其辐射强度、辐射亮温发

^{*} 国家 863 项目 13 主题资助(2001AA132030)

2004-02-20 收到原稿, 2004-09-25 收到修定稿

生的变化. 由于地球公转轨道附近的等离子体参数在太阳宁静、太阳耀斑期间都是随机变化的, 本文在进行定量计算时采用的参数值是这些随机值均值附近的某个值.

2 等离子体韧致辐射原理

等离子体中的电子与离子发生近距离碰撞时, 库仑力作用使电子获得加速度, 这时电子产生的辐射称为韧致辐射, 属于热辐射范畴^[2]. 它是等离子体中普遍存在的一种自生辐射, 尤其对于无磁场的热等离子体, 它是一种主要的辐射机制, 辐射的光谱是连续光谱^[1]. 在宇宙条件下, 重离子的加速和减速不大有效, 等离子体中的自由电子速度远远大于离子速度, 所以韧致辐射主要是由电子产生的, 电子碰撞前后都是自由的, 所以也称自由-自由辐射^{[7],[8]}. 严格地说, 电子的韧致辐射是量子过程, 必须用量子理论处理. 但是, 实际的计算表明, 经典理论结果和量子理论在很大范围内都符合得很好, 当电子热运动速度 $v \leq 10^{-2}c$, (c 为光速) 等离子体电子温度 T_e 不超过 10^6 K 时, 可以利用经典理论分析^{[2],[8]}. 由于本文主要分析计算地球公转轨道附近等离子体的韧致辐射强度及亮温, 其等离子体参数满足经典理论所限制的范围, 所以本文采用韧致辐射经典理论来进行分析计算.

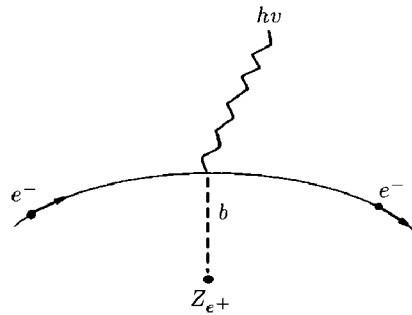


图 1 韧致辐射过程示意

Fig.1 Bremsstrahlung radiation. An electron e^- passes an ion with charge Z_{e+} with an impact parameter b . Forces acting on the charge during the passage cause the emission of photons h

图 1 为电子在离子的库仑场中运动时, 沿双曲线作加速运动过程中辐射光子示意图. b 称为电子的瞄准距离, 代表电子在远离离子时的直线轨道至离子的垂直距离^{[2],[8]}. 图 2 是电子双曲线形轨道示意图. 由图 1、图 2, 根据能量和动量守恒定律, 得到电子在库仑场中的轨道形状的描述如下^[9]:

$$r = b_0 \frac{\varepsilon^2 - 1}{1 - \varepsilon \cos \theta}. \quad (1)$$

其中, $b_0 = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e v^2}$, 表示电子受到 90° 散射 (散射角 $\chi = 90^\circ$) 时具有的瞄准距离, e 为基本电荷, ε_0 为真空介电常数, 电子静质量即固有质量 $m_e = 9.1095 \times 10^{-28}$ g, v 为电子热运动速度. 轨道偏心率 ε 与散射角 χ 、瞄准距离 b 的关系为

$$\varepsilon^2 - 1 = \cot^2 \frac{\chi}{2} = \left(\frac{b}{b_0} \right)^2.$$

偶极辐射在单位频率间隔 $d\omega$ 对全部立体角辐射的总能量为^[9]

$$W(\omega) = \left(\frac{2e^2\omega^2}{3\pi^2\epsilon_0 c^3} \right) \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \right)^2 \left\{ [K'_{j\Omega}(\Omega\epsilon)]^2 + \frac{\epsilon^2 - 1}{\epsilon^2} [K_{j\Omega}(\Omega\epsilon)]^2 \right\} e^{\pi\Omega}. \quad (2)$$

其中, $\Omega = \frac{\omega b_0}{v}$; $K_{j\Omega}$ 为含虚宗量 $\Omega\epsilon$, 阶数为 $j\Omega$ 的汉开尔函数; $K'_{j\Omega}$ 表示 $K_{j\Omega}$ 对虚宗量 $\Omega\epsilon$ 的导数. Z 为原子核序数.

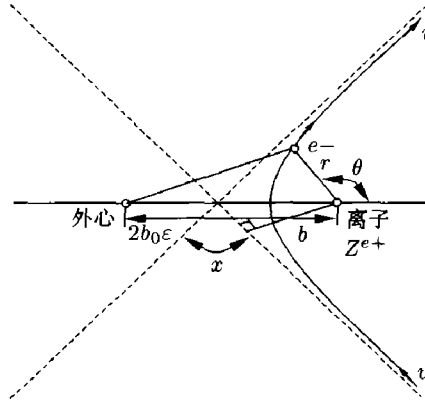


图2 离子场中双曲线形电子轨道

Fig.2 Hyperbolic electron trajectory in the field of a positive ion, b is the impact parameter and, ϵ is the eccentricity

通过对式 (2) 在 $b = 0$ 到 $b = \infty$ 上积分, 可得辐射的微分发射率为

$$\eta_\omega = N_i \left(\frac{e^2}{6\pi^2\epsilon_0 c^3} \right) \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m} \right)^2 \frac{1}{v} [-\Omega K_{j\Omega}(\Omega) K'_{j\Omega}(\Omega)] e^{\pi\Omega}. \quad (3)$$

由图2 显然可见, 电子沿双曲轨道运动时, 大部分时间是近似的直线匀速运动, 仅在近心点附近才获得较大加速度, 并引起辐射, 瞄准距离越大, 辐射频率越小. 这一段加速时间的量级约为 $\tau \approx \frac{b}{v}$, τ 为碰撞时间. 只有当频率 ω 和 τ 满足关系 $\omega\tau \leq 1$, 该频率的辐射显著^[2]. 由 $\omega\tau \approx 1$, 可以估计一个具有参量 b, v 的电子的辐射频率 ω ^[9]:

$$\frac{1}{\omega} \approx \frac{b}{v} = \frac{b_0}{v} \sqrt{\epsilon^2 - 1} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v^3} \sqrt{\epsilon^2 - 1}. \quad (4)$$

所以, 当 $\Omega \rightarrow 0$, $\Omega\epsilon \rightarrow \omega b/v$ 时, 由式 (2)、(3) 得:

$$W(\omega) \approx \left(\frac{2e^2\omega^2}{3\pi^2\epsilon_0 c^3} \right) \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \right)^2 \left\{ \left[K'_0\left(\frac{\omega b}{v}\right) \right]^2 + \left[K_0\left(\frac{\omega b}{v}\right) \right]^2 \right\}. \quad (5)$$

$$\eta_\omega = N_i \left(\frac{e^2}{6\pi^2\epsilon_0 c^3} \right) \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m} \right)^2 \frac{1}{v} \ln \left(\frac{2}{\gamma} \frac{4\pi\epsilon_0 m v^3}{\omega Z e^2} \right). \quad (6)$$

因为欧拉常数 $C = 0.577$, 所以 $\gamma = \exp C = 1.781$.

因为谱发射系数 j_ω 和吸收系数 α_ω 分别为^[9]

$$j_\omega = \int_{\frac{2hf}{m_e}}^{\infty} \eta_\omega(v) f(v) d^3v. \quad (7)$$

$$\alpha_{\omega} = -\frac{8\pi^3 c^2}{n_r^2 \omega^2} \int_{\frac{2hf}{m_e}}^{\infty} \eta_{\omega}(v) \frac{\partial f(v)}{\partial v} dv. \quad (8)$$

其中 h 是普朗克常数, f 是等离子体辐射电磁波的频率. $f(v)$ 是电子运动速度分布, 假定 $f(v)$ 服从麦克斯韦分布,

$$f(v) = N \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v^2}{2k T_e}}. \quad (9)$$

其中, k 为玻尔兹曼常数, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$, N 是单位体积中的电子数即电子密度, T_e 为电子温度. 则辐射系数为^[9]

$$j_{\omega} = N N_i \left(\frac{Z^2 e^6}{48\pi^4 \epsilon_0^3 c^3 m_e^2} \right) \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right) \ln \left[\left(\frac{2}{\gamma} \right)^{5/2} \left(\frac{k T_e}{m_e} \right)^{3/2} \left(\frac{4\pi \epsilon_0 m_e}{Z e^2 \omega} \right) \right].$$

其中, N_i 是单位体积中离子数. 整理后得

$$j_{\omega} = 2.39 \times 10^{-53} \frac{N N_i Z^2}{T_e^{1/2}} \left(19.56 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{\omega Z} \right).$$

辐射系数的单位是 $\text{W} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{rad}^{-1} \cdot \text{s}$. 那么

$$j_f = 2\pi j_{\omega} = 1.501 \times 10^{-46} \frac{N N_i Z^2}{T_e^{1/2}} \left(17.72 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{f Z} \right). \quad (10)$$

单位为 $\text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$, f 为辐射频率. 相应的吸收系数为

$$\alpha_f = 9.78 \times 10^{-3} \times \frac{N N_i Z^2}{T_e^{3/2} f^2} \left(17.72 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{f Z} \right), \quad (11)$$

单位为 cm^{-1} . 所以表示介质辐射吸收性质的原函数 S_f 为^{[2],[8],[9]}

$$S_f = \frac{1}{n_r^2} \frac{j_f}{\alpha_f} = \frac{1}{1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2} \times 1.53 \times 10^{-37} \times T_e \times f^2. \quad (12)$$

其中, n_r 为等离子体介质的折射率, 其大小显著依赖于电子密度. 因为等离子体辐射强度为^{[2],[9]}

$$I_f = S_f \left(1 - e^{-\int_0^L \alpha_f ds} \right).$$

L 为吸收云的厚度, $L = c't$. c' 是电磁波传播速度, t 是传播时间. $\alpha_f L$ 称为介质的光学厚度. 若等离子体是均匀的, 则辐射强度为

$$I_f = S_f (1 - e^{-\alpha_f L}) = \frac{1}{1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2} \times 1.53 \times 10^{-44} \times T_e \times f^2 \times (1 - e^{-\alpha_f L}). \quad (13)$$

I_f 单位为 $\text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$.

在经典极限下, $hf \ll kT$, 由瑞利-琼斯定律, $I_f \approx 2kT_b f^2 / c^2$, 则亮温由式 (13) 给出^[8]

$$T_b = c^2 I_f / 2k f^2 = 0.5 \times T_e \frac{1}{1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2} (1 - e^{-\alpha_f L}). \quad (14)$$

3 辐射强度、辐射亮温计算

3.1 太阳宁静期间 1 AU 附近球面上的辐射强度和辐射亮温

太阳宁静期间一个天文单位附近, 电子密度 $N = 7.1 \text{ cm}^{-3}$, 质子密度 $N_z = 6.6 \text{ cm}^{-3}$; 电子温度 $T_e = 1.4 \times 10^5 \text{ K}$ (电子为非相对论性的), $B = 7 \times 10^{-9} \text{ T}^{[6]}$. 电子速度 $v = \sqrt{8kT_e/\pi m_e} \approx 6.2 \times 10^5 \sqrt{T_e} = 2.3 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $b_0 = Ze^2/4\pi\epsilon_0 m_e v^2 = \frac{2.39 \times 10^{-9}}{2\pi}$. 单位时间 (1 s) 辐射电磁波穿过的吸收云厚度为 $L = c' \times 1 \text{ s} = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-1}$, c' 为电磁波速度; 等离子体频率 $f_{pe} = 10^4 \sqrt{N} = 2.66 \times 10^4 \text{ Hz}$.

根据以上参数值可知, 太阳宁静期间一个天文单位附近射电辐射机制主要是热电子的韧致辐射. 由 (11) 式, 韧致辐射吸收系数

$$\alpha_f = 9.78 \times 10^{-3} \times \frac{NN_i Z^2}{T_e^{3/2} f^2} \left(17.72 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{fZ} \right).$$

在地球公转轨道附近, 等离子体主要由电离的氢, 以及少量 (5%) 电离的氦和其他更重的元素组成, 所以原子核序数 $Z \approx 1$. 将 $Z \approx 1$ 、电子密度、质子密度及电子温度等参数的值代入 α_f , 整理后得

$$\alpha_f = \frac{8.75 \times 10^{-9}}{f^2} \left(17.72 + \ln \frac{5.24 \times 10^7}{f} \right). \quad (15)$$

由式 (13), 辐射强度

$$I_f = 2.142 \times 10^{-39} \times \frac{f^2(1 - e^{-\alpha_f L})}{1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2}. \quad (16)$$

由式 (14), 辐射亮温

$$T_b = \frac{7 \times 10^4}{1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2} (1 - e^{-\alpha_f L}). \quad (17)$$

产生的射电波的主要频率为

$$\omega \approx \frac{v}{b_0} \frac{1}{\sqrt{\epsilon^2 - 1}} = 4.81 \times 10^{16} \frac{4\pi}{\sqrt{\epsilon^2 - 1}}.$$

因为双曲线轨道偏心率 $\epsilon = \sqrt{1 + \frac{b^2}{b_0^2}}$, 所以 $f = 9.62 \times 10^{16} \frac{b_0}{b}$. 实际上, 电子热运动速度 v 及瞄准距离尽管已确定, 但其辐射也不是单色的, 而是在 $f_{pe} - f$ 即 $2.66 \times 10^4 - 9.62 \times 10^{16} \frac{b_0}{b} \text{ Hz}$ 范围内都有辐射.

3.2 太阳耀斑期间 1 AU 附近球面上的辐射强度和辐射亮温

太阳耀斑发射的粒子能量主要处在 $10^0 - 10^6 \text{ keV}$ 之间, 粒子速度自 $1.5 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$ 直到相对论性速度. 粒子成分主要是质子和电子, 其次是 α 粒子和其他原子核. 估计所有耀斑均有粒子发射, 不同的耀斑发射的粒子能量和流量有很大差别, 并非日面上发生的所有耀斑的粒子发射都能到达地球轨道附近 ^{[4],[5]}.

本文考察的是太阳耀斑活动使地球轨道附近等离子体参数改变后 1 AU 附近等离子体的韧致辐射强度、辐射亮温。耀斑爆发起源于太阳色球和低层日冕的太阳大气之内。通过对耀斑的光谱分析, 可以获得耀斑的一些重要物理参数。耀斑的电子密度为 $N \approx 3.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, 电子温度 $T_e \approx 1.5 \times 10^4 \text{ K}^{[10]}$ 。太阳宁静期间, 太阳色球和低层日冕的电子密度为 $N \approx 5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, 电子温度 $T_e \approx 1.5 \times 10^4 \text{ K}^{[7]}$; 一个天文单位处的电子密度为 $N \approx 7.1 \text{ cm}^{-3}$, 电子温度 $T_e \approx 1.4 \times 10^5 \text{ K}$ 。

所以太阳耀斑发生时, 根据太阳温度、电子密度随离太阳表面距离的变化关系估算 1 AU 附近等离子体电子密度 $N \approx 454 \text{ cm}^{-3}$; 电子温度 $T_e = 1.4 \times 10^5 \text{ K}$ (电子为非相对论性的)。因为太空等离子体是完全电离的, 所以 $N_i \approx N$ 。电子速度

$$v = \sqrt{8kT_e/\pi m_e} \approx 6.2 \times 10^5 \sqrt{T_e} = 2.3 \times 10^8 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$b_0 = Ze^2/4\pi\epsilon_0 m_e v^2 = \frac{2.39 \times 10^{-9}}{2\pi},$$

单位时间 (1s) 辐射电磁波穿过的吸收云厚度为 $L = c' \times 1 \text{ s} = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-1}$; 等离子体频率 $f_{pe} = 10^4 \sqrt{N} = 2.13 \times 10^5 \text{ Hz}$ 。

根据以上参数值可知, 太阳耀斑期间一个天文单位附近射电辐射机制主要是热电子的韧致辐射。由 (11) 式, 韧致辐射自由-自由吸收系数

$$\alpha_f = 9.78 \times 10^{-3} \times \frac{N N_i Z^2}{T_e^{3/2} f^2} \left(17.72 + \ln \frac{T_e^{3/2}}{f Z} \right).$$

将各参数值代入 α_f , 整理后得

$$\alpha_f = \frac{3.85 \times 10^{-5}}{f^2} \left(17.72 + \ln \frac{5.24 \times 10^7}{f} \right). \quad (18)$$

由式 (13), 得到辐射强度

$$I_f = 2.142 \times 10^{-39} \times \frac{f^2 (1 - e^{-\alpha_f L})}{1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2}. \quad (19)$$

由式 (14), 得到辐射亮温

$$T_b = \frac{7 \times 10^4}{1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2} (1 - e^{-\alpha_f L}). \quad (20)$$

产生的射电波主要频率为

$$\omega \approx 4.81 \times 10^{16} \frac{4\pi}{\sqrt{\epsilon^2 - 1}}, \quad f = 9.62 \times 10^{16} \frac{b_0}{b}.$$

辐射电磁波的频率范围是 $f_{pe} - f$, 即在 $2.13 \times 10^5 - 9.62 \times 10^{16} \frac{b_0}{b} \text{ Hz}$ 范围内都有辐射。

根据式 (15), (16), (17) 可以得到图 3(a), (c), (e); 根据式 (18), (19), (20) 可以得到图 3(b), (d), (f)。

4 结论

图 3(a)、(c)、(e) 对应的是太阳宁静期间吸收系数 α_f 、辐射强度 I_f 、辐射亮温 T_b 与辐射频率的关系, 图 3(b)、(d)、(f) 对应的是太阳耀斑期间 α_f 、 I_f 、 T_b 与辐射频率的关系. 对图 3 的观察分析表明可以得到以下结论.

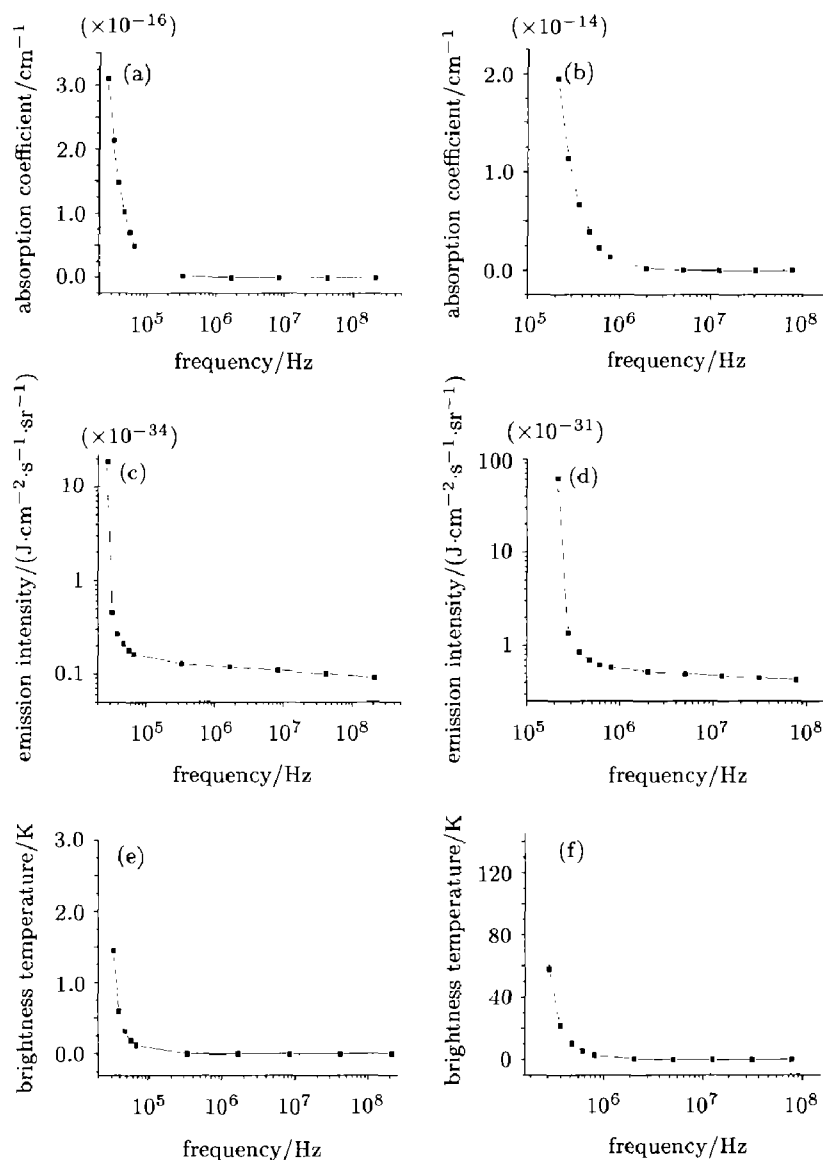


图 3 太阳宁静及耀斑期间 1 AU 处等离子体轫致辐射自由-自由吸收系数、辐射强度、辐射亮温随辐射频率的变化曲线, (a)、(b) 为自由-自由吸收系数随辐射频率的变化曲线, (c)、(d) 辐射强度随辐射频率的变化曲线, (e)、(f) 辐射亮温随辐射频率的变化曲线

Fig.3 The variation curves with frequency of free-free absorption coefficient, intensity of radiation, brightness temperature of bremsstrahlung in 1 AU during quiet sun and solar flare period. (a), (b) free-free absorption coefficient; (c), (d) intensity of radiation; (e), (f) brightness temperature

(1) 当辐射频率 f 接近于等离子体频率 f_{pe} 时, 由于等离子体介质的折射率显著远小于 1, 导致辐射强度显著增大. 随着电磁波辐射频率的增大, 介质折射率对辐射强度的影响越来越小, 辐射强度随频率增大下降. 尽管低频辐射情况下辐射光子的数目略为多些, 但是每个光子能量较小. 所以 I_f 随频率的升高只能作缓慢对数下降.

(2) 显然, 辐射亮温 T_b 与等离子体电子温度 T_e 、等离子体介质的光学厚度成正比. 而介质的光学厚度随辐射频率的升高迅速下降, 所以当辐射频率变大时, T_b 变小. 当辐射频率在等离子体频率 f_{pe} 附近时, 由于介质折射率的不均匀性, T_b 的值显著增加.

(3) 对比图 3(a), (c), (e) 与 (b), (d), (f) 可见, 在相同的辐射频率情况下, 太阳宁静期间的吸收系数 α_f 值低于太阳耀斑期间的吸收系数 α_f 值; 太阳宁静期间辐射强度 I_f 值低于太阳耀斑期间辐射强度 I_f 值; 太阳宁静期间辐射亮温 T_b 值低于太阳耀斑期间辐射亮温 T_b 值. 这是因为太阳耀斑期间的电子密度、离子密度显著高于太阳宁静期间的电子密度、离子密度. 这就导致电磁波辐射在通过相同的几何厚度时被吸收的概率增大; 由式 (13), 可知 I_f 随 α_f 增大而变大, 从而导致辐射亮温 T_b 值变大.

通过定量计算 1 AU 附近太空等离子体韧致辐射强度、辐射亮温, 讨论韧致辐射强度、辐射亮温与电子密度、离子密度、电子温度的关系; 分析耀斑爆发前后等离子体辐射强度、辐射亮温的变化可以看出, 不同的太阳耀斑, 由于其级别及在太空传播路径的不同, 对近地空间的影响是不同的. 本文表明可以通过行星际探测器搭载射电波段的辐射计遥感探测 1 AU 附近等离子体辐射强度的变化, 进而推断日面上产生的太阳耀斑对地球公转轨道附近空间环境的影响程度, 及时对可能发生的空间灾害天气进行预报. 相信此工作可以为辐射计应用于空间天气监测领域提供有用的理论基础.

参 考 文 献

- [1] Zhu Shirao. Fundamentals of Plasmas Physics. Beijing: Science Press, 1983, 19—30. in Chinese (朱士尧. 等离子体物理基础. 北京: 科学出版社, 1983, 19—30)
- [2] You Junhan. The Radiant Mechanism in Astrophysics. Beijing: Science Press, 1983. in Chinese (尤峻汉. 天体物理中的辐射机制. 北京: 科学出版社, 1983)
- [3] Lin Yuanzhang. Introduction to Solar Physics. Beijing: Science Press, 2000, 71—75. in Chinese (林元章. 太阳物理导论. 科学出版社, 2000, 71—75)
- [4] Vestka Zdenk. Solar Flares. Boston: Dordrecht, 1976
- [5] Simon P, *et al.* Solar Flare and Space Research. Amsterdam: North-Holland Pub. Cd., 1969
- [6] Kivelson M G, Russell C T. Intruduction to Space Physics. Cambridge University Press, 1995
- [7] Kaplan S A, Tsytovich V N. Plasma Astrophysics. New York: Pergamon Press, 1973
- [8] Rybicki G B, Lightman A P. Radiative Processes in Astrophysics. Library of Congress Cataloging in Publication Data, 1979
- [9] Bekefi G. Radiation Processes in Plasmas. New York: Wiley, 1966
- [10] Zhao Renyang, Jin Shengzhen, Fu Qijun. Solar Radio Microwave Burst. Beijing: Science Press, 1997, 30—35. in Chinese (赵仁扬, 金声震, 傅其骏著. 太阳射电微波爆发. 北京: 科学出版社, 1997, 30—35)

THE STUDY ON BREMSSTRAHLUNG OF PLASMA IN 1 AU DURING QUIET SUN AND SOLAR FLARE PERIOD

SUN Weiyong WU Ji

(Center for Space Science and Applied Research, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract

Bremsstrahlung is the main mechanism of energy loss of space plasma when the magnetic field in plasma is weak. The results calculated at 1AU of Bremsstrahlung radiation show that the variation of emission intensity I_f has direct relation to the frequency of electromagnetic wave which has been radiated from the plasma. The emission intensity will increase sharply when the emission frequency is close to plasma frequency. The emission intensity will logarithmically decrease slowly when the emission frequency increase. The brightness temperature T_b is proportional to the electron temperature T_e and optical depth of the medium. The variation tendency of T_b is consistent with that of I_f . The emission intensity and brightness temperature in quiet sun period are lower than that of in solar flare at the same emission frequency.

Key words Quiet sun, Solar flare, Bremsstrahlung, Intensity of radiation, Brightness temperature.