

文章编号: 1000-8349(2010)02-128-16



电子回旋脉泽不稳定性驱动的 太阳射电辐射机制

唐建飞^{1,2}, 吴德金¹

(1. 中国科学院 紫金山天文台, 南京 210008; 2. 中国科学院 研究生院, 北京 100049)

摘要: 在解释天体爆发过程中的短时标相干射电辐射现象方面, 非热电子驱动的回旋脉泽辐射得到了广泛应用。在以往的研究中, 一个关键条件是非热电子具有各向异性速度分布, 从而有效激发回旋脉泽不稳定性。然而, 观测显示太阳和其他天体的非热电子经常呈现负幂律谱形式的能量分布。非热电子的这种负幂律能谱特征会严重抑制回旋脉泽不稳定性放大率, 因此, 进一步研究非热电子的负幂律能谱分布行为, 能拓宽电子回旋脉泽辐射机制的适用性, 很好地发展天体射电辐射机制理论。最近研究结果显示, 负幂律谱电子的低能截止行为可以有效地激发电子回旋脉泽辐射, 从而拓宽了其在天体物理研究中的应用范围。

关键词: 射电辐射机制; 电子回旋脉泽不稳定性 (ECM); 射电暴; 幂律谱; 低能截止行为
中图分类号: P163 **文献标识码:** A

1 引 言

1.1 电子回旋脉泽辐射的发展背景

电子回旋脉泽不稳定性是磁场捕获的非热电子直接放大电磁波的一个重要辐射机制。半个世纪前, Twiss^[1] 和 Schneider^[2] 分别独立指出, 回旋脉泽不稳定性可以在电子回旋频率及其谐频率附近直接放大高频电磁波。Hirshfield 和 Bekefi^[3] 用回旋脉泽机制解释观测到的木星 10 m 波辐射, 提出脉泽机制在行星际磁层中起作用。Hirshfield 和 Wachtel^[4] 在实验室用相对论电子演示了脉泽辐射, 后来 Melrose^[5] 用双麦克斯韦分布电子来研究回旋脉泽不稳

收稿日期: 2008-10-07; 修回日期: 2010-01-17

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10973043, 10803020); 973 项目 (2006CB806302); 中科院重点方向项目 (KJ CX2-YW-T04)

定性。1979年, 吴京生和李罗权用电子回旋脉泽不稳定性来解释极光千米波辐射^[6], 使其成为射电辐射的一个重要辐射机制而被广泛接受。Melrose和Dulk^[7], Melrose等人^[8,9], Hewitt等人^[10]把电子回旋脉泽辐射机制应用于太阳系的射电辐射, 如行星射电辐射、太阳微波尖峰辐射、两体系统的射电辐射等。吴李模型的要点是考虑波与粒子共振相互作用条件下的弱相对论效应, 并提出两个基本假设: (1) 高能电子具有损失锥分布; (2) 关于局域电子密度 n_e 和磁场强度大小的范围, 要求 $\omega_p \ll \Omega_e$, 这里 ω_p 是电子等离子体频率, Ω_e 是电子回旋频率。近年来, 许多研究者把这个理论用于解释日冕和行星际的III型爆发^[11~15]。

以往在研究电子回旋脉泽辐射机制时, 一个重要的假设是高能电子具有强各向异性的速度分布。Freund和Wu^[16,17]研究了由损失锥型分布引起的射电辐射中寻常模和异常模的放大作用。Melrose和Dulk^[7]、Melrose等人^[8,9]、Hewitt等人^[10]对损失锥脉泽理论作了进一步研究。再后来, Winglee和Dulk^[18]研究了环状和壳状分布的高能电子驱动的回旋脉泽辐射。事实上, 天体物理的观测分析显示, 太阳和其他天体的高能电子经常呈现负幂律谱能量分布, 爆发过程的能量收支平衡要求, 高能电子的负幂律谱必定存在一个截止能量远高于背景热电子能量的低能截止, 但具体的截止行为通常很难由观测分析确定。Wu和Tang^[19]最近的研究发现, 具有适当低能截止行为的负幂律谱电子可以有效地激发电子回旋脉泽辐射, 从而大大放宽了电子回旋脉泽辐射机制的适用条件, 拓宽了电子回旋脉泽辐射机制在天体物理研究中的应用范围。

1.2 太阳射电III型爆发和微波尖峰辐射的观测特征

“III型爆发”是一种常见的射电爆发^[20], 其持续时间为几秒到几十秒, 频率范围 f 为1 GHz~10 kHz, 相应的高度从低日冕到地球轨道以外。III型爆发具有以下几个主要特征: (1) 频率快速漂移, 从高频迅速漂移到低频, 而且漂移率随频率的减小而减小^[21,22]; (2) 谐波结构, 在一段固定观测时间, 谐波与基波的频率比一般小于2; (3) 辐射频率对应的等离子体高度远低于观测源的高度, 即观测源比真实源位置高, 而且观测源的尺寸也比真实源的尺寸大; (4) 基波辐射具有更强的方向性, 双带辐射的几率比单带辐射的几率小得多。

III型爆发是由亚相对论性电子束流(能量为1~50 keV)引起的, 这些电子束流以一定的速度(约0.1~0.5 c)向外运动。解释III型爆发的理论模型主要有两个: (1) 传统的等离子体辐射模型。该模型认为, 在远离加速区, 快电子超过慢电子形成尾部隆起(bump-in-the-tail)不稳定性, 从而导致强Langmuir波产生。通过波波相互作用或波粒相互作用使Langmuir波部分转化成电磁波, 即三波过程, 在当地等离子体频率的基波和谐波上产生射电辐射, 便出现了III型爆发。Robinson等人^[23~25]结合了大角度散射理论和基波在日冕和太阳风中由周围密度波动引起的重吸收理论, 对这个模型做了深入研究, 该模型对弱磁场有效。(2) 电子回旋脉泽不稳定性理论^[6,11,13], 该模型是由Twiss、Gaponov、Schneider等人分别独立提出, 并由Melrose、吴京生等人进一步发展。该模型认为, 爆发产生在磁通量管中, 是频率接近电子回旋频率和其谐波频率的电磁波的直接放大。

“微波尖峰爆发”即微波尖峰辐射, 具有独特的性质: 持续时间极短, 在毫秒量级^[26], 因此又称为毫秒事件; 具有很高的圆偏振度, 最高可达100%^[27,28]; 源尺度非常小, 不到300 km^[27,29]; 亮温度非常高, 超过 10^{13} K, 有时可高达 10^{15} K^[30]; 带宽相当窄, 有时仅

有几兆赫, 典型值为 10 MHz [30]。尖峰辐射还存在准周期振荡, 大部分尖峰辐射出现在微波爆发的上升相和极大相期间。目前国内外很多科学家致力于尖峰辐射的理论研究, 提出了各自的辐射机制理论模型, 主要分为两大类: 一种是等离子体波波相互作用的理论, 另一种就是电子回旋脉泽不稳定性理论。下面简单介绍由李春生等人提出的产生微波尖峰辐射的物理图像。

射电尖峰辐射与 III 型爆发及硬 X 事件有特别密切的关系。目前为大多数研究者接受的观点是, III 型爆发、硬 X 事件和射电尖峰辐射都是耀斑爆发的产物——高能粒子流与太阳大气等离子体及磁场的作用结果。李春生等人 [31,32] 在对 III 型爆发、硬 X 射线爆发和射电尖峰辐射之间的紧密共生关系进行研究后, 提出了一个模型 (如图 1 所示)。

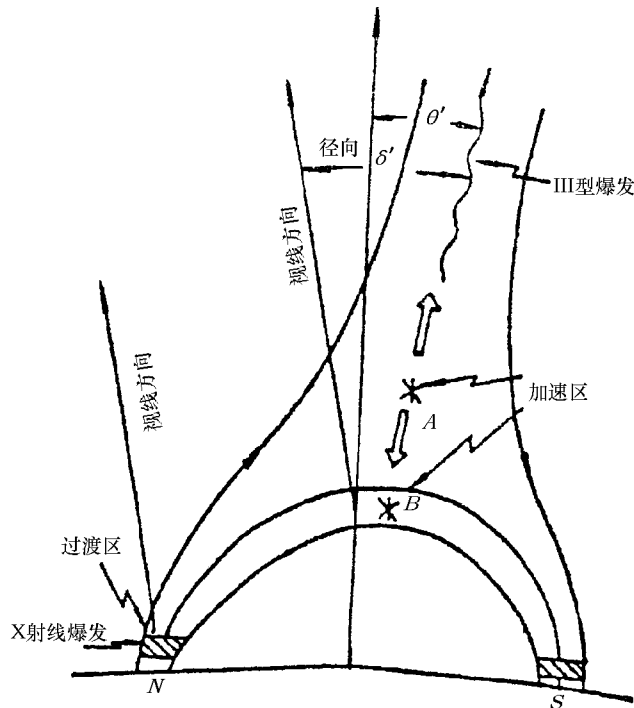


图 1 高能电子束、共生的微波尖峰辐射、HXR 及 $\text{H}\alpha$ 辐射在太阳耀斑脉冲前相及脉冲相过程的模型示意图 [32]

该模型的主要物理过程如下: (1) 大耀斑脉冲前相或脉冲相期间, 可能出现两个加速区。加速区 A 位于耀斑磁拱顶部上空的电流片内, 该电流片由撕裂模不稳定性形成; 另一个是由湍动加速形成的区域 B, 处在耀斑磁拱的顶部。(2) 加速区 A 产生的快电子束可以沿磁力线向上向下运动。向外沿开放磁力线逃逸的快电子束沿途可以激发出高频等离子体波, 通过与低频磁流波 (如离子声波、哨声波等) 的非线性相互作用产生负频漂的 III 型爆发; 而向下运动的电子束则以一定的入射角喷注到耀斑磁拱上, 由于磁矩守恒形成螺旋角各向异性的“空心束”分布, 从而激发电子回旋脉泽不稳定性并产生尖峰辐射或 IV_{DCIM} 爆发; 平行于磁场方向的电子会沿着磁力线沉降到过渡区或色球层, 与周围的冷等离子体碰

撞后产生 HXR 爆发 (厚靶模型), 部分能量大于 15 keV 的电子穿入中色球层, 与电子、离子的库仑碰撞产生温度为 $10^4 \sim 10^5$ K 色球气体热节点, 显示为 $H\alpha$ 耀斑增亮点。(3) 背景辐射, 即尖峰辐射所叠加的微波射电爆发, 通常认为, 由螺距角各向同性、能量为幂律分布的非热电子绕磁力线做回旋运动所发出的回旋同步辐射。微波爆发源位于耀斑磁拱顶的加速区 B 内。

2 电子回旋脉泽不稳定性

2.1 电子回旋脉泽不稳定性产生条件及损失锥分布

脉泽辐射是在电子回旋频率或其低次谐频率附近直接放大电磁波而产生的一类辐射。产生脉泽不稳定性有两个基本条件^[33]: (1) 在电子分布中要存在粒子数反转 (与平衡分布相比), 也就是要有一个脉泽泵。换句话说, 作为激发不稳定性所需要的自由能的载体——非热电子的速度分布 $F(v_{\parallel}, v_{\perp})$ 的斜率 $\partial F/\partial v_{\parallel}$ 或 $\partial F/\partial v_{\perp}$ 在一定条件下要出现正值。对于平衡态的麦克斯韦分布, 高速电子总是少于低速电子, 在 v_{\parallel} 或 v_{\perp} 取正值时, 斜率总小于 0, 因而麦克斯韦分布是稳定的。(2) 磁场要相对强, 或者等离子体密度相对低, 这样才可以保证 $\Omega_e \geq \omega_p$ 。如果这个条件不能满足, 那么自由能多半会进入各种等离子体波内而不能直接进入电磁辐射中。

在天体物理中, 损失锥分布是粒子数反转最普通的例子, 也是研究得最多的一种。当然其他的一些分布形式, 比如空心束分布等也可能相当重要。在太阳或耀星的活动区中, 存在着许多磁流管, 其腿部向下汇聚, 足点处于高密度等离子体中。当电子在这些磁流管中由于某种机制被加速时, 会沿着磁场向上、向下运动。由于磁矩守恒, 那些具有较大平行速度的电子可以逃离磁流管, 而具有较大垂直速度的电子将会被束缚在磁流管内而产生损失锥分布。如果电子的投射角 α 小于临界投射角 α^* 的话, 这些电子就会沉降到浓密的等离子体大气中去, 并在那里损失掉能量。临界投射角 α^* 的值取决于磁流管顶点和足点之间的磁场。对于对称的磁流管, α^* 为^[33]:

$$\alpha^* = \arcsin \left(\frac{B_t}{B_f} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

其中 B_t 和 B_f 分别为磁流管顶点和足点的磁场强度。显然对于均匀横截面的磁流管, $\alpha^* = \pi/2$, 所有电子都沉降到磁流管底部, 因而不会形成损失锥分布。如果 $\alpha > \alpha^*$, 电子将会在磁流管腿部处的收敛汇聚着的磁场中反射, 这样就会形成损失锥分布。

2.2 电子回旋脉泽不稳定性增长率表达式

假设电磁波的频率为 ω_q , 折射率为 N_q , Lorentz 因子为 $\gamma = \sqrt{1 + u^2/c^2}$, 非热电子的分布函数为 $F_b(u, \mu)$, u 是单位质量的动量, 当电子和波之间的共振条件满足

$$\gamma - \frac{s\Omega_e}{\omega_q} - \frac{N_q u \mu}{c} \cos \theta = 0 \quad (2)$$

时, 就会在第 s 次谐波上出现磁回旋 (共振) 发射和 (或) 吸收。这里 θ 是波矢与磁场的夹角,

Ω_e 是电子回旋频率, $\mu = u_{\parallel}/u$, $u^2 = u_{\parallel}^2 + u_{\perp}^2$, 下标 \parallel 和 \perp 表示平行和垂直于磁场的分量。 q 表示波的模式, q 取 +, 表示正常模; q 取 -, 表示反常模。

假设等离子体中背景热电子密度比高能电子束密度高得多, 考虑高频电磁波, 波的相速度远大于背景电子的热速度, 则色散关系可以用冷等离子体近似:

$$N_q^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_q(\omega_q + \tau_q \Omega_e)}, \quad (3)$$

其中

$$\tau_q = -s_q + q\sqrt{s_q^2 + \cos^2 \theta}, \quad (4)$$

$$s_q = \frac{\omega_q \Omega_e \sin^2 \theta}{2(\omega_q^2 - \omega_p^2)}, \quad (5)$$

$\omega_q^2 > \omega_p^2$, ω_p 是背景等离子体频率。

当波的频率满足 $\omega \approx s\Omega_e$ 时, 波的增长率可以表示为^[11,14,34]:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \frac{\pi n_b \omega_p^2}{2 n_0 \omega_q (1 + T_q^2) R_q} \int d^3 \mathbf{u} \gamma (1 - \mu^2) \delta \left(\gamma - \frac{s\Omega_e}{\omega_q} - \frac{N_q u \mu}{c} \cos \theta \right) \\ &\times \left\{ \frac{\omega_q}{\Omega_e} \left[\gamma K_q \sin \theta + T_q \left(\gamma \cos \theta - \frac{N_q u \mu}{c} \right) \right] \frac{J_s(b_q)}{b_q} + J'_s(b_q) \right\}^2 \\ &\times \left[u \frac{\partial}{\partial u} + \left(\frac{N_q u \cos \theta}{c\gamma} - \mu \right) \frac{\partial}{\partial \mu} \right] F_b(u, \mu), \end{aligned} \quad (6)$$

其中

$$\begin{aligned} b_q &= N_q(\omega_q/\Omega_e)(u/c)\sqrt{1 - \mu^2} \sin \theta, \\ R_q &= 1 - \frac{\omega_p^2 \Omega_e \tau_q}{2\omega_q(\omega_q + \tau_q \Omega_e)^2} \times \left(1 - q \frac{s_q}{\sqrt{s_q^2 + \cos^2 \theta}} \frac{\omega_q^2 + \omega_p^2}{\omega_q^2 - \omega_p^2} \right), \\ K_q &= \frac{\omega_p^2 \Omega_e \sin^2 \theta}{(\omega_q^2 - \omega_p^2)(\omega_q + \tau_q \Omega_e)}, \\ T_q &= -\frac{\cos \theta}{\tau_q}. \end{aligned} \quad (7)$$

n_b 和 n_0 分别代表高能电子和背景电子数密度, s 是谐波数。 $J_s(b_q)$ 和 $J'_s(b_q)$ 是第一类贝塞耳函数和它的导数。

当考虑波的空间放大率 $\Gamma_s^{[34]}$:

$$\Gamma_s = \frac{\Gamma}{\partial \omega / \partial k} = \frac{\Gamma R_q}{W_q}, \quad (8)$$

其中,

$$W_q = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_q(\omega_q + \tau_q \Omega_e)}} \quad (9)$$

2.3 电子回旋脉泽辐射的特征

Melrose 和 Dulk 总结了电子回旋脉泽辐射机制的一些基本特征^[7,32]：

1) 若等离子体频率远小于电子回旋频率 ($\omega_p \ll \Omega_e$)，则放大可以出现在回旋频率 Ω_e 上或者它的几个低次谐波上；

2) 增长率取决于波的模式，反常模的增长率最大，因而产生了强圆偏振辐射；

3) 增长率与角度有关，因而大多产生强定向辐射；

4) 放大取决于电子分布函数中的各向异性；

5) 增长率可以在十分小的距离上 (几百个电子回旋半径) 有效地放大，因此，辐射很可能起源于很小的源，而且爆发上升和下降的时间尺度非常短；

6) 在脉泽饱和之前，可以达到很高的亮温度 (约 10^{18} K)；

7) 当辐射变得足够强而使得电子分布从不稳定向稳定态改变时，脉泽可以自行抑制。

上述特征正好可以解释太阳 (或恒星) 上观测到的射电爆发的一些特征，如很高的亮温度，极强的圆偏振，极短的时间尺度和窄带宽等。1980 年，Holman 等人^[35]就提出，太阳微波尖峰辐射很可能就是由脉泽辐射产生的。传统非相干回旋加速理论无法解释微波爆发的这些观测特征，非相干回旋加速辐射的问题在于它不能同时得到高亮温度 ($T_b > 10^9$ K) 和高圆偏振 (> 50%)。而等离子体辐射理论虽然可以解释某些太阳爆发，但是在 $\omega_p < \Omega_e$ 时，等离子体辐射机制远没有脉泽辐射机制有效。

3 脉泽辐射在太阳射电物理中的应用

脉泽辐射在太阳物理中的应用有很长的历史。日冕电子温度的各向异性曾作为脉泽辐射的能量源，但是结果证明辐射的增长并不是很有效^[5,36]。1979 年吴京生和李罗权用弱相对论电子回旋脉泽不稳定性成功解释了地球极光千米波辐射，他们假设电子呈损失锥分布。随后损失锥脉泽理论就被应用于解释太阳系的射电辐射、太阳微波尖峰辐射、双星系统的射电辐射^[7~10]。近几年，吴京生等人^[11~13]，陈艳萍等人^[14]，Yoon 等人^[15]进一步发展了损失锥脉泽理论，并用来解释日冕和行星际空间的太阳射电 III 型爆发，得到了比等离子体辐射理论更好的解释。

脉泽辐射的另一个重要应用是解释太阳微波尖峰辐射。太阳微波尖峰辐射具有很高的亮温度， $T_B \approx 10^{12}$ K，频率范围大约在 100 MHz~5 GHz，持续时间很短，一般小于 100 ms，并且具有很高的圆偏振，甚至可以达到 100%，带宽很窄，基本上只有背景辐射的百分之几。Dulk^[27]、Benz^[30]和 Rudolf^[37]都总结过微波尖峰辐射的观测特征。最初认为微波尖峰辐射是太阳耀斑能量释放的前期信号^[29]，后来随着观测的发展提出了很多不同的理论模型。Fleishman 和 Melnikov^[38]把尖峰辐射的观测特征和各个理论模型作了详细的比较，认为能量大约在 10~100 keV 之间的快电子激发的回旋脉泽辐射可以很好

的解释微波尖峰辐射。李宏伟^[39]研究了空心束分布的高能电子激发的回旋脉泽辐射,利用脉泽饱和讨论了辐射谱的时间轮廓,认为饱和时间与辐射持续时间随着辐射频率的减小而增大。Fleishman 和 Arzner^[40]运用电子回旋脉泽辐射的准线性饱和给出了尖峰辐射的特殊时间轮廓,具有高斯上升相和指数衰减相,与观测^[38,41]结果相符。Fleishman 和 Platonov^[42,43]认为尖峰辐射的非整数谐波辐射是由于源区不均匀性引起的电子回旋脉泽辐射行分裂产生的。Fleishman^[44]等人又得到了关于电子回旋脉泽辐射产生太阳射电尖峰辐射的新的重要证据。随后, Fleishman^[45,46]讨论了耀斑产生的幂律谱电子激发的回旋脉泽辐射谱与非热电子参数之间的关系和源区磁场密度不均匀性对辐射谱的影响。Vocks 和 Mann^[47]讨论了宁静太阳日冕超米粒组织中磁漏斗中的电子回旋脉泽不稳定性能不能有效激发射电波的问题。Rozhansky 等人^[48]利用基于 χ^2 标准的非线性多高斯谱拟合方法对尖峰辐射群进行了精确分解,进而对其辐射强度分布、谱带宽分布、辐射平均频率分布进行了统计研究,发现尖峰辐射谱带宽分布明显不对称,为了解释这一现象,他们建立了一个理论模型,认为尖峰辐射由电子回旋脉泽辐射机制产生,而辐射源区具有随机的磁场不均一性。

3.1 ECME 对太阳 III 型爆发的解释

吴京生等人^[11]利用脉泽辐射理论较好地解释了太阳 III 型爆发的一些观测现象。由于日冕等离子体的 β 值很低,横向方向上磁场大小的一个微小变化也可以引起很大的密度变化,而纵向方向的密度变化则是连续光滑的。因此日冕中就存在很多密度褶皱,称为磁通量管。他们认为,III 型爆发就产生在磁通量管中,放大的电磁波起初是被限制在通量管中传播的,只有当波到达某一个高度,该点外部的截止频率等于波的频率时,波才能离开磁通量管传播出来。

他们假设通量管内的等离子体密度远远低于管外的等离子体密度,日冕电子密度(即通量管外)电子密度为

$$n_0(R) = 10^9 R^{-6} \text{cm}^{-3}, \quad (10)$$

通量管内的电子密度为

$$n(R) = \frac{n_0(R)}{10^2 g(R) + 1},$$

$$g(R) = 1 - \tanh\left(\frac{R-5}{2}\right). \quad (11)$$

方程(10)、(11)里的 R 是以太阳半径归一化的距日心高度。活动区的磁场结构一般都很复杂,黑子磁场比同一高度上的平均磁场大许多倍,想用一个简单的高度函数来描述磁场是不可能的。他们的模型只是考虑电子束运动路径上的磁场变化,由 Newkirk^[49]模型并结合上述电子密度模型得出磁场密度轮廓图(见图2)。

根据上述磁场和密度模型,可以推算出磁通量管内、外的等离子体频率 f_p 和 f_{p0} , 电子的回旋频率 f_g 及其谐频率 $2f_g$ 和 X 模的截止频率 f_{x0} , 正如图3所示。其中 $R=1$ 代表光球层的高度, R_0 是 III 型爆发开始的位置。

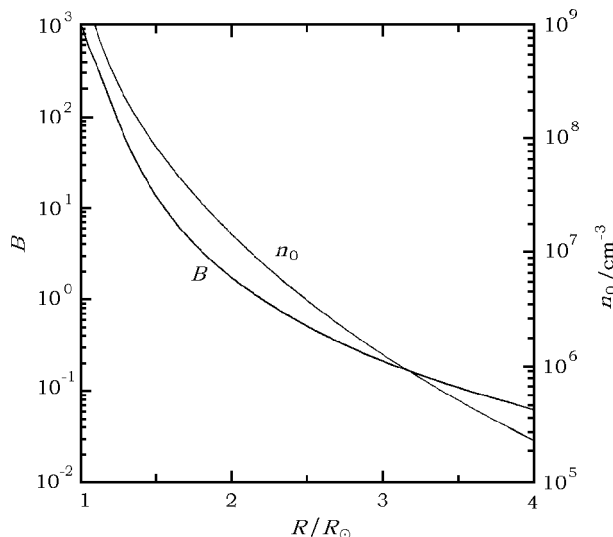
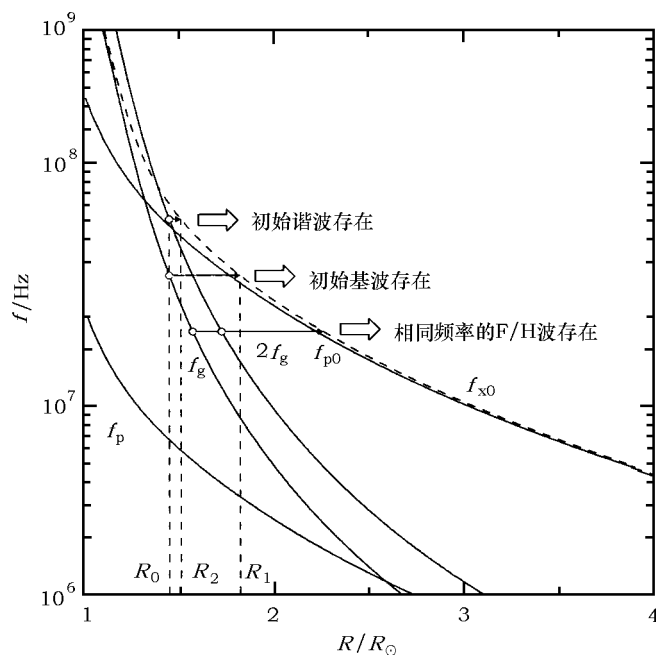


图 2 日冕磁场和电子密度 [11]

通过对动力学频谱的计算, 发现被激发的电磁波频率从高频迅速漂移到低频, 同时基波比谐波要延迟几秒。图 3 显示如果基波与谐波都产生于 R_0 处, 谐波总是在较低的高度离开通量管, 基波在 R_1 处离开, 谐波在 R_2 处离开, 谐波在管内传播的距离 $R_2 - R_0$ 比基波的传播距离 $R_1 - R_0$ 短得多, 因此基波与谐波相比有一个时间延迟。粗略估计: $\Omega = 40$ MHz,

图 3 磁通量管内、外的等离子体频率 f_p 和 f_{p0} , 电子的回旋频率 f_g 及其谐波频率 $2f_g$ 和 X 模的截止频率 f_{x0} [11]

$\Delta R \approx 10^5$ km, 有效波速为 $v_\omega \approx 0.1c$, 则延迟时间约为几秒。

在一段固定时间观测, 谐波与基波的频率比小于 2, 平均值大约是 1.8 左右。反常模基波在高于截止频率 $f_g(1 + f_p^2/f_g^2)$ 附近有最大的放大率, 而谐波在 $2f_g/(1 + u_0^2)^{1/2}$ 附近具有最大放大率, 因此, 谐波和基波的频率比大约为 $2[1/(1 + u_0^2)^{1/2} - f_p^2/f_g^2]$ 。比如在一个较低的高度, f_p/f_g 在 0.1~0.2 间, 如果取 $u_0 = 0.2$, 则 H/F 的频率比为 1.88, $u_0 = 0.6$ 时, 比值为 1.67。另外, 基波对谐波的时间延迟可能使频率比更小。

在同一频率观测, 基波与谐波的外观源位置重合。在一个固定频率, $2f_g(R)$ 和 $f_g(R')$ 并不是一个高度产生的, 实际上 $2f_g(R) = f_g(R')$, R' 的位置低, 即基波的实际源位置较低, 而它们逃离密度管(外观源)的位置都是一样的。被激发的电磁波在磁通量管里传播一段距离后才离开, 我们观察到的射电源就是波离开通量管的位置, 而且通量管越到高处截面越大, 因此观测源往往比真实源位置高, 尺寸也比真实源大。

根据图 4 给出的不同频率的波在离开通量管时与通量管轴向的夹角, 可以看出, 基波具有更强的方向性, 故谐波更容易被观测到, 观测到双带辐射的几率要比单带辐射几率小得多。

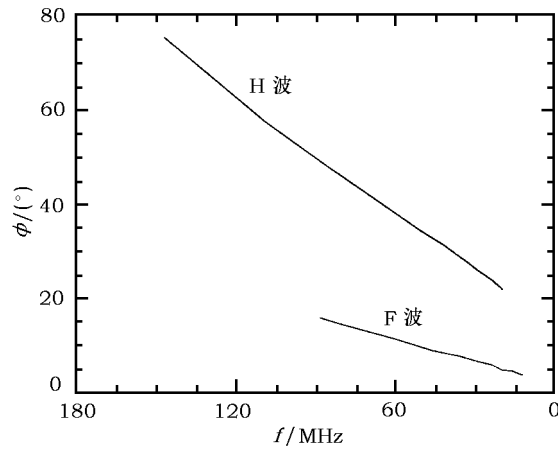


图 4 不同频率波的传播角^[11]

如图 3 所示, 在低频端, 密度管内部的截止频率可能比 f_g 高, 因而在频率低于几个 MHz 时, 基波被截止。在更高的高度(频率更低), 内部的截止频率可能比 $2f_g$ 还高, 则基波和谐波都被截止了, 这时观测不到辐射。

3.2 ECME 对微波尖峰辐射的解释

脉泽辐射本身就会引起电子在速度空间的扩散增强, 从而使电子进入损失锥中。而当损失锥被填满时, 不稳定性就被熄灭, 这就是脉泽饱和。当辐射的能量密度为^[7,32]

$$W \approx \eta' n_0 m v_0^2 \quad (12)$$

时, 饱和就开始, 上式中的 η' 为

$$\eta' = \frac{a-3}{2} \frac{\Delta\phi}{\Delta\alpha} \sin^2 \alpha_0 \cos^2 \alpha_0 (\Delta\alpha)^2 \quad (13)$$

参见损失锥和共振圆的几何关系图 (见图 5), 当向损失锥里面的扩散继续进行, $\Delta\alpha$ 便会不断地向着 $\Delta\alpha \approx \alpha_0$ 增加, 并且 $\Delta\phi$ 也同时不停地朝着 $\Delta\phi \approx \pi$ 增加。对于 $\alpha_0 \ll 1$ 情况, 当能量密度为 [7,32]

$$W \approx n_0 m v_0^2 \alpha_0^3 \quad (14)$$

时, 出现完全饱和, 此时 $\Delta\alpha = \alpha_0 (\Delta\phi = \pi)$, 这表明损失锥已被完全填满。这也意味着如果损失锥被完全填满时, 损失锥里电子的能量密度近似为 $n_0 m v_0^2 \alpha_0^3$ 。如果脉泽以稳定状态运行, 饱和时的能量密度小于 $n_0 m v_0^2 \alpha_0^3$; 而如果脉泽以脉冲状态运行, 那么它的瞬时能量密度可以达到极大饱和能量密度。平均而言, 饱和能量密度可以写为 [32]

$$W \approx \frac{n_0 m v_0^3 \alpha_0^3}{\Gamma L}, \quad (15)$$

此处 L 为磁俘获长度。

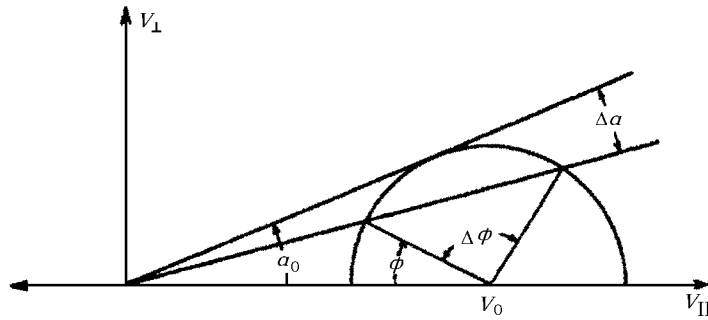


图 5 损失锥和共振圆的几何关系图 [32]

脉泽辐射的一个重要观测特征就是它的高亮温度。亮温度 T_b 与辐射能量密度 W 的关系为 [32]

$$k_B T_b = W V_{\text{coh}}, \quad (16)$$

这里的 V_{coh} 是辐射的相干体积

$$V_{\text{coh}} \approx \left[2\pi \left(\frac{\omega v_0 \alpha_0}{2\pi c^2} \right)^3 \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (17)$$

由式 (14)、(16)、(17) 立即可以得到脉冲状态运行中的脉泽辐射亮温度 [7,32]

$$T_b \approx \frac{m v_0^2}{2\pi k_B} n_0 \left(\frac{2\pi c^2}{\omega v_0} \right)^3 \left(\frac{\alpha_0}{\Delta\alpha} \right)^2. \quad (18)$$

假设 $\Delta \cos \theta \approx (v_0/c) \Delta\alpha$, $\Delta\omega/\omega \approx (v_0/c)^2 \Delta\alpha \alpha_0$, $n_0 = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, 从上式可以看到脉泽发射的强度比非相干发射的强度 ($T_b \approx m v_0^2 / k_B \approx 10^8 \text{ K}$) 高 $(2\pi c^2 / \omega v_0)^3 n_0 (\Delta\alpha / \alpha_0)^2 / 2\pi k_B \sim 10^{12}$ 。

如果脉泽在稳定状态中运行, 那么由式 (14)~(16) 可以得到平均辐射亮温度 [7,32]:

$$T_b \approx \frac{m v_0^2}{k_B} \left(\frac{2\pi c}{\omega} \right)^2 \frac{1}{L r_0}, \quad (19)$$

这里的 $r_0 = e^2/mc^2$ 是电子经典半径。这时脉泽发射强度大约是非相干发射强度的 10^6 倍。因此, 在稳定状态, 脉泽发射的亮温度可能为 $T_b \approx 10^{14}$ K, 而对于脉冲状态, 脉泽发射的亮温度就更高了, $T_b \gg 10^{14}$ K。

各种不同波模 (例如 X 波模和 O 波模) 和各种不同谐波上的电子回旋脉泽的增长率完全不同, 甚至相差好几个数量级。电子回旋脉泽的增长率 Γ 不仅依赖于波的模式和谐波数, 它还是辐射频率 ω 、辐射方向 θ 、以及特征频率比 ω_p/Ω_e 的函数, 显然与电子分布相关。我们知道, 观测到的尖峰辐射的显著特征之一就是具有很强的圆偏振, 偏振度几乎可以达到 100%。回旋加速脉泽发射对 X 模非常有利, 因而 X 模增长比 O 模要快得多。由脉泽增长率表达式可以得:^[7,32]

$$\frac{\Gamma_s^{(X)}}{\Gamma_s^{(O)}} = \frac{1 + T_O^2}{1 + T_X^2} \left(\frac{1 + T_X \cos \theta}{1 + T_O \cos \theta} \right)^2, \quad (20)$$

轴比 $T_{X,O}$ 为

$$T_{X,O} = -\chi \pm (\chi^2 + 1)^{1/2}, \quad (21)$$

其中参数 χ 在 $\omega_p^2/\omega^2 \ll 1$ 时为

$$\chi = \frac{\Omega_e \sin^2 \theta}{2\omega \cos \theta}. \quad (22)$$

对于 $\omega = 2\Omega_e$ 情况, 发射时的轴比为 $T_X \approx 0.5$ (对 $\cos \theta \approx 1/3$) 和 $T_X \approx 0.2$ (对 $\cos \theta \approx 0.1$)。因此, 二次谐波脉泽辐射在辐射源区, 基本上具有椭圆偏振。可是, 由于参数 Ω_e/ω 沿射线路径而减小, 因而 T_X 接近于 1, 辐射就变成圆偏振。倘若忽略模式耦合, 就会出现这种情况, 因此可以预料到接近 100% 的圆偏振辐射。

观测到的尖峰辐射的另一个显著特征是带宽非常小。脉泽辐射半极大增长率的带宽 $\Delta\omega$ 满足 $\Delta\omega/\omega \leq 0.01$ ^[32], 但是, 部分发出辐射的电子是处于沿磁流管中的不同高度, 另外, 很可能这些发射电子是来自许多不同磁流管, 这些磁流管的磁场强度 B 和回旋频率 Ω_e 具有不同的数值, 因此脉泽辐射的总频率范围要比 0.01 大, 但不会大太多。

3.3 负幂律谱电子的低能截止行为

天体磁场中的非热电子的回旋脉泽辐射, 作为天体射电辐射的一个重要物理机制, 在天体物理研究中广泛应用于解释各种非热射电辐射现象, 特别是短时标的相干射电爆发现象。近年来, 吴京生、陈艳萍等人进一步发展了这一辐射机制理论, 并应用于解释太阳 III 型射电暴产生的微观物理机制及其频率漂移和谐波现象。他们假设, 作为辐射激发源的非热电子具有类损失锥形式的速度分布, 然而, 广泛的天文观测显示, 太阳和其他天体的非热高能电子常常呈现负幂律谱形式的能量分布特征, 如太阳硬 X 射线辐射的观测分析显示, 太阳耀斑爆发产生的非热高能电子的能量分布大都呈现出低能截止的负幂律能谱。Stupp^[50], Zaitsev 等人^[51], Fleishman^[45] 分别从不同角度研究负幂律谱电子驱动的脉泽不稳定性, 他们一般对负幂律谱低能端的截止行为都进行特殊化处理。如果进一步考虑到磁场捕获造成的电子速度各向异性, 完整的非热电子分布应该是具有低能截止的负幂律能谱和速度空间各向异性分布的适当组合。电子回旋脉泽辐射则由低能截止行为和速度各向异性共同驱动。

假设非热电子具有负幂律谱形式, $F(E) = AE^{-\alpha}$, 则非热电子束携带的总能量可以表示为:

$$S = \int_{E_c}^{\infty} AE_0^{-\alpha} E_0 dE_0 = \frac{A}{\alpha - 2} E_c^{2-\alpha} (\text{keV} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}) \quad (23)$$

非热电子的总能量取决于其负幂律谱的低能截止阈值 E_c 。当 $E_c \rightarrow 0, S \rightarrow \infty$, 为保证总能量有限, 负幂律分布不可能一直向低能延伸下去, 必然要有一个阈值 E_c 。在电子谱指数 α 较大时, E_c 对总能量 S 的影响很大, 取不同的低能阈值可以导致非热电子总能量几个数量级的差异。

一般来说, 很难通过观测来推得非热电子的低能截止类型。甘为群等人^[52]讨论了两种极限情况, 即中断截止 (sharp cutoff) 和饱和截止 (saturation cutoff):

$$F(E) = \begin{cases} AE^{-\alpha} & \text{当 } E > E_c, \\ 0 & \text{当 } E < E_c, \end{cases} \quad (24)$$

$$F(E) = \begin{cases} AE^{-\alpha} & \text{当 } E > E_c, \\ AE_c^{-\alpha} & \text{当 } E < E_c. \end{cases} \quad (25)$$

Wu 和 Tang^[19]讨论了介于这两者之间的情形, 非热电子的分布函数为:

$$F_b(E) = A_b \tanh(E/E_c)^\delta (E/E_c)^{-\alpha} \quad (26)$$

这里 α 是负幂律谱电子的能谱指数, 陡化指数 (steepness index) δ 和低能截止 E_c 描述了负幂律谱电子低能截止的行为。 A_b 是归一化系数^[19]: $A_b = 1 / \int_0^\infty \tanh(E/E_c)^\delta (E/E_c)^{-\alpha} dE$ 。

即低能截止行为由双曲正切函数 $\tanh(E/E_c)^\delta$ 决定。图 6^[19]给出了当 α 固定 ($\alpha = 3$), 取不同的 δ 时分布函数的特征。从图中可以看到, 当 $\delta \gg \alpha$ 时, 低能截止趋向于中断截止; 当 $\delta \leq \alpha$ 时就是饱和截止。对于一般的情形, $\delta > \alpha$, 负幂律谱电子的分布函数具有陡化的截止行为, 即在低能截止 E_c 处有一个能量反转。

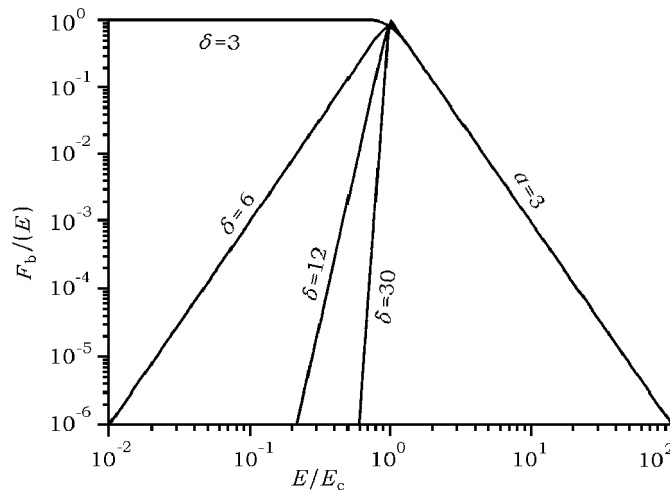


图 6 负幂律谱电子的低能截止行为, 其中能谱指数 $\alpha = 3$ ^[19]

3.4 低能截止行为对回旋脉泽辐射的驱动作用

Wu 和 Tang^[19] 的研究结果表明, 即使电子具有各向同性速度分布, 非热电子的低能截止行为也可以有效地激发回旋脉泽不稳定性。电子的分布函数为

$$F_b(u) = A_1 \tanh\left(\frac{u}{u_0}\right)^{2\delta} \frac{1}{u^{2\alpha_1}}, \quad (27)$$

这里, u_0 是单位质量负幂律谱电子的最小动量, A_1 是归一化系数。把分布函数写成能量的形式即 (26) 式, 其中 $\alpha_1 = \alpha + 1/2$ 。

计算结果表明, 当 $\delta \leq \alpha$ 时, 增长率都是负值, 换句话说, 如果非热电子的分布在低能端具有饱和截止状态, 那么它们不能激发等离子体的脉泽不稳定性, 因为这时候不存在粒子数反转。图 7 左边是峰值增长率与 δ 及传播角 θ 的关系。用符号 $O1$ 和 $O2$ 代表正常模的基波和谐波, $X1$ 和 $X2$ 代表反常模的基波和谐波。所有波模的增长率都随着 δ 的增加而增大, 这说明具有陡化低能截止的负幂律谱电子能够有效激发脉泽不稳定性, 而且低能截止陡化指数 (δ) 越大, 越容易激发不稳定性。图 7 右边是增长率与低能截止 (E_c) 的关系。可以看出, 波的增长率随着低能截止 E_c 的增长而增长。

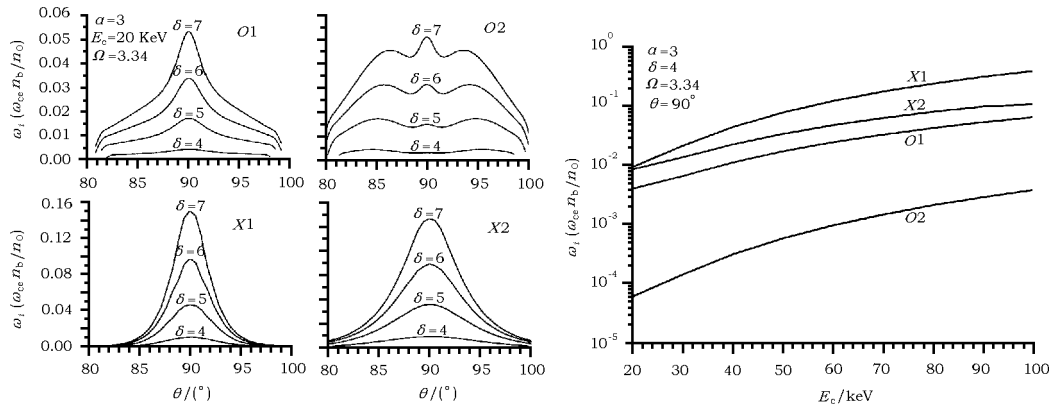


图 7 峰值增长率与传播角及低能截止的关系^[19]

随后, Tang 和 Wu^[53] 研究了日冕磁环中负幂律谱电子驱动的脉泽不稳定性, 讨论了低能截止行为、非热电子的参数、背景等离子体参数对不稳定性的影响。

4 总结与展望

人类 90% 以上的天文知识是建立在对各类天体电磁辐射观测的基础上的。射电波段不仅观测资料非常丰富、现象多样, 而且辐射机制也十分复杂。相对于观测技术的迅猛发展和极大丰富, 特别是那些具有各种精细结构的小尺度微波射电源的快速爆发现象, 辐射机制的理论发展远远滞后于研究的需求。天体磁场中的非热高能电子的回旋脉泽辐射, 是天体射电辐射的一个重要机制, 在解释天体爆发过程中的短时标相干射电辐射现象方面 (如木星和土星等磁行星的射电辐射、太阳及其他恒星的射电爆发与尖峰辐射等) 得到了广泛

应用。不过, 在以往电子回旋脉泽辐射机制研究中, 一个关键条件是, 作为辐射激发源的非热高能电子必须具有损失锥或类损失锥形式的速度分布。这一条件严重限制了电子回旋脉泽辐射机制的应用范围。事实上, 广泛的天文观测分析显示, 太阳和其他天体的高能电子经常呈现负幂律谱形式的能量分布特征, 这会进一步抑制电子回旋脉泽辐射机制的生长率。另一方面, 观测和理论分析也显示, 爆发过程的能量收支平衡要求高能电子的负幂律能谱必定存在一个截止能量远高于背景热电子能量的低能截止, 只是具体的截止行为通常很难由观测分析确定。Wu 和 Tang^[19] 的研究结果显示, 具有适当低能截止行为的负幂律谱电子可以有效激发回旋脉泽辐射, 从而顺利解决了非热高能电子源必须具有类损失锥分布的问题, 大大放宽了电子回旋脉泽辐射机制的适用条件, 也极大地拓宽了电子回旋脉泽辐射机制在天体物理中的应用范围。

通过对幂律谱电子的能谱特征, 特别是低能截止行为和不同磁等离子体环境下微观速度分布函数具体形式, 对电子回旋脉泽辐射机制影响的全面细致研究, 建立描述电子幂律能谱和局部磁等离子体环境的特征参数与相关射电辐射现象可观测量之间的联系, 为进一步深入研究天体射电辐射的微观物理机制以及辐射源区的物理状态, 特别是磁场结构的诊断提供合适的理论基础。不过, 天体射电爆发现象并不是一个孤立的爆发事件, 而是天体一系列爆发活动过程中的一个局部环节。要建立一个有关天体射电爆发辐射完整、统一的物理模型, 许多问题有待解决, 如, 作为辐射源的非热高能电子的加速机制, 具有不同速度分布函数的非热高能电子激发的电子回旋辐射在观测特征上的差异, 辐射传播过程中源区结构和吸收过程的影响, 以及辐射谱的动力学演化等问题。

参考文献:

- [1] Twiss R Q. *Aust. J. Phys.*, 1958, 11: 564
- [2] Schneider J. *Phys. Rev. Lett.*, 1959, 2: 504
- [3] Hirshfield J L, Bekefi G. *Nature*, 1963, 198: 20
- [4] Hirshfield J L, Wachtel J M. *Phys. Rev. Lett.*, 1964, 12: 533
- [5] Melrose D B. *ApJ*, 1976, 207: 651
- [6] Wu C S, Lee L C. *ApJ*, 1979, 230: 621
- [7] Melrose D B, Dulk G A. *ApJ*, 1982, 259: 844
- [8] Melrose D B, Rnnmark K G, Hewitt R G. *J. Geophys. Res.*, 1982, 87: 5140
- [9] Melrose D B, Dulk G A, Hewitt R G. *J. Geophys. Res.*, 1984, 89: 897
- [10] Hewitt R G, Melrose D B, Rnnmark K G. *Aust. J. Phys.*, 1982, 35: 447
- [11] Wu C S, Wang C B, Yoon P H, et al. *ApJ*, 2002, 575: 1094
- [12] Wu C S, Reiner M J, Yoon P H, et al. *ApJ*, 2004, 605: 503
- [13] Wu C S, Wang C B, Zhou G C, et al. *ApJ*, 2005, 621: 1129
- [14] Chen Y P, Zhou G C, Yoon P H, et al. *Physics of Plasmas*, 2002, 9: 2816
- [15] Yoon P H, Wu C S, Wang C B. *ApJ*, 2002, 576: 552
- [16] Freund H P, Wu C S. *Phys. Fluids*, 1976, 19: 299
- [17] Freund H P, Wu C S. *Phys. Fluids*, 1977, 20: 619
- [18] Winglee R M, Dulk G A. *ApJ*, 1986, 310: 432

- [19] Wu D J, Tang J F. *ApJ*, 2008, 677: L125
- [20] Suzuki S, Dulk G A. *Solar Radiophysics*, Cambridge: Cambridge University Press, 1985: 289
- [21] Maxwell A, Howard W E, Garmire G. *J. Geophys.Res.*, 1960, 65: 3581
- [22] Lee R H, Warwick J W. *Radio Science*, 1964, 68D: 807
- [23] Robinson P A, Cairns I H. *Sol. Phys.*, 1998, 181: 363
- [24] Robinson P A, Cairns I H. *Sol. Phys.*, 1998, 181: 395
- [25] Robinson P A, Cairns I H. *Sol. Phys.*, 1998, 181: 429
- [26] Barrow C H, Flagg R S, Perrenoud M. *Solar Phys.*, 1984, 90: 111
- [27] Dulk G A. *ARA&A*, 1985, 23: 169
- [28] Benz A O, Jaeggi M, Zlobec P. *A&A*, 1982, 109: 305
- [29] Benz A O. *Solar Phys.*, 1985, 96: 357
- [30] Benz A O. *Solar Phys.*, 1986, 104: 99
- [31] 李春生, 傅其骏, 严玉华, 等. *天体物理学报*, 1985, 5: 9
- [32] 赵仁扬, 金声震, 傅其骏. *太阳射电微波爆发*. 北京: 科学出版社, 1997:334-336, 563-582
- [33] 赵仁扬. *太阳射电辐射理论*. 北京: 科学出版社, 1999: 390-405
- [34] Chen Y P, Zhou G C, Wu C S. *Acta. Phys. Sin.*, 2003, 52: 421(in Chinese)
- [35] Holman G D, Eichler D, Kundu M R. *IAU Symposium 86, Radio Physics of the Sun*, Kunduu M, Gergely T, eds. Dordrecht: Reidel, 1980: 457
- [36] Melrose D B. *Aust J Phys.*, 1973, 26: 229
- [37] Rudolf A. *Treumann, Astron Astrophys Rev.*, 2006, 13: 229
- [38] Fleishman G D, Melnikov V F. *Phys. – Uspekhi*, 1998, 41: 1157
- [39] Hong-Wei Li. *Solar Phys.*, 1987, 111: 167
- [40] Fleishman G D, Arzner K. *A&A*, 2000, 358: 776
- [41] Gdel M, Benz A O. *A&A*, 1990, 231: 202
- [42] Fleishman G D, Platonov K Yu. in *Magnetic Fields and Solar Processes*, Wilson A, ed. ESA SP-448, Noordwijk: ESA, 1999, 2: 809
- [43] Platonov K Yu, Fleishman G D. *AZh*, 2001, 78: 238 (transl.: *Astron. Rep.*, 45: 203)
- [44] Fleishman G D, Gary D E, Nita G M. *ApJ*, 2003, 593: 571
- [45] Fleishman G D. *Astronomy Let.*, 2004, 30: 603
- [46] Fleishman G D. *ApJ*, 2004, 601: 559
- [47] Vocks C, Mann G. *A&A*, 2004, 419: 763
- [48] Rozhansky I V, Fleishman G D, Huang G L. *ApJ*, 2008, 681: 1688
- [49] Newkirk G J. *ARA&A*, 1967, 5: 213
- [50] Stupp A. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2000, 311: 251
- [51] Zaitsev V V, Kruger A, Hildebrandt J, Kliem B. *A&A*, 1997, 328: 390
- [52] Gan W Q, Li Y P, Chang J. *ApJ*, 2001, 552: 858
- [53] Tang J F, Wu D J. *A&A*, 2009, 493: 623

Solar Radio Emission Mechanism Driven by Electron-cyclotron Maser Instability

TANG Jian-fei^{1,2}, WU De-jin¹

(1. Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008, China; 2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Electromagnetic radiation mechanism is the most basic and important research topic in astrophysics. And the generation of radio emission is one of the most complex emission mechanisms. This paper gives an overview of the solar radio emission and bursts from observation to theory. The electron-cyclotron maser instability is an important mechanism that directly amplifies electromagnetic radiation by nonthermal energetic electrons trapped in magnetic fields. It has been extensively applied to explain various short-time radio burst phenomena, such as the auroral kilometric radiation from the Earth, radio emission from other magnetized planets in the solar system and extra-solar planets, radio bursts or spikes from the Sun and other stars. Most discussions on the electron-cyclotron maser instability suppose that the nonthermal electrons have an anisotropy loss-cone distribution. This is the primary condition of the nonthermal electrons to driven electron-cyclotron maser instability and it restrict this mechanism to be applied widely.

On the other hand, major astrophysical observations imply that the nonthermal electrons frequently exhibit an energy distribution that can be approximated by a negative power-law spectrum with a lower energy cutoff. From the close connection between the hard X ray emission and radio emission we can expect that the hard X ray and radio emission are driven by the same nonthermal electron beam. Recent study show that the power-law electrons with the steepness cutoff can efficiently excite the electron-cyclotron maser instability because of the energy reverse distribution below the cutoff energy. Thus greatly broaden the applicable condition of the electron cyclotron maser emission mechanism, and then expand the prospect of application of it in astrophysics.

Key words: radio emission mechanism; electron-cyclotron maser (ECM) instability; radio bursts; power-law spectrum; lower energy cutoff behavior