

损失锥-束流分布电子驱动的回旋激射不稳定性*

陈雁萍^{1)2)†} 王传兵³⁾ 周国成⁴⁾

¹⁾ (中国科学院国家天文台, 北京 100012)

²⁾ (中国科学院物理研究所, 北京 100080)

³⁾ (中国科学技术大学地球和空间科学学院, 合肥 230026)

⁴⁾ (中国科学院空间科学和应用研究中心, 北京 100080)

(2004 年 10 月 9 日收到; 2004 年 11 月 5 日收到修改稿)

在 Chen 等理论模型的基础上, 对损失锥-束流分布电子驱动的回旋激射不稳定的主要特征进行了深入研究, 这种电子分布在太阳色球附近的磁重联过程中可能形成, 它兼有束流和损失锥的特性. 结果表明, 它不仅像束流分布和损失锥分布那样在适当的等离子体频率和回旋频率的比值范围内激发 X 模和 O 模的基频和谐频不稳定性, 兼有两种分布的激发特性, 而且具有更强的增长率. 这一方面丰富了此类等离子体不稳定的基本内容, 而且预期在天体射电发射机理的研究中也将得到广泛的应用.

关键词: 回旋激射不稳定性, 弱相对论性, 损失锥-束流分布电子, 增长率

PACC: 5225P, 5235P

1. 引 言

对地球磁层和太阳射电物理中的回旋激射不稳定性已经做了一些研究. 这是一种由具有密度反转分布的电子激发的射电区域的不稳定性. 而且, 弱相对论效应在其中起着重要作用. Wu, Lee^[1] 用损失锥型分布高能电子驱动的回旋激射不稳定性解释了地球极区的千米辐射现象. 此后在等离子体和天体物理的书^[2,3] 中进行了广泛的讨论. 最近这种讨论被扩展到具有束分布的高能电子. 在太阳射电物理的研究中, 发现经过低频电磁波散射形成的部分球壳状的弱相对论性电子束, 具有密度反转的特性, 可以导致回旋激射不稳定性, 从而直接放大高频电磁波^[4,5]. 根据这些高频电磁波的激发条件和在等离子体中的传播特性, Wu 等^[4,5] 成功地提出通过电子束回旋激射不稳定性直接激发高频电磁波来解释太阳型暴这一射电现象的新机理, 它不但能涵盖传统等离子体辐射理论^[6] 加以解释的型暴现象, 而且阐明了等离子体辐射理论还不能很好理解的近年来观察到的关于型暴的某些新现象. 由此可见回旋激射不稳定性在解释太阳和地球辐射现象中的重要

性. 最近 Wu 等^[7] 考察了太阳色球附近的磁重联过程和周围的磁场形态, 提出由重联产生的高能电子束, 经过低频波的散射和磁镜点的反射可以形成兼有束流和损失锥特性的电子分布, 即损失锥-束流分布 (loss-cone-beam distribution). 它也是一种密度反转的分布. 我们预期它也可以激发回旋激射不稳定性. 因此, 这里对于此种分布的电子驱动的回旋激射不稳定性的性质进行了细致研究, 以便进一步探讨它对于解释太阳射电现象的可能性.

2. 基本考虑和增长率表达式

损失锥-束流分布是很复杂的, 难以用精确的解析函数形式来描述. 为了讨论损失锥-束流分布电子驱动回旋激射不稳定性的基本性质, 本文采用如下形式分布来近似代表损失锥-束流分布:

$$F_b = D \exp \left[- \frac{(u_\perp - u_{\perp 0})^2}{2} - \frac{(u_\parallel - u_{\parallel 0})^2}{2} \right], \quad (1)$$

其中 $u = p/m_e$ 是单位质量的动量; 下脚标 \perp 和 \parallel 分别表示垂直和平行于磁场方向的分量; D 代表动量空间中相应动量的弥散度; $u_{\perp 0}$ 和 $u_{\parallel 0}$ 分别是在

*中国科学院知识创新工程项目 (批准号: KJCX2-N08) 和国家自然科学基金 (批准号: 40474054, 40336052, 40174042 和 40174041) 资助的课题.

†E-mail: chen.yanping@263.net

分布函数峰值处 u 和 u_0 的值; D 是归一化常数,

$$D^{-1} = 3^{1/2} \left\{ \exp\left[-\frac{v_0^2}{2}\right] + \frac{v_0}{\sqrt{2}} \left[1 + \exp\left[-\frac{v_0}{2}\right] \right] \right\}, \quad (2)$$

其中概率积分 $\Gamma(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x dt \exp(-t^2)$. 电子分布函数的损失锥角可近似地定义为

$$u = \tan^{-1} \left(\frac{u_0}{u_0} \right), \quad (3)$$

在非均匀的磁场中, u 可以有不同的值.

本文所采用的基本假设及增长率表达式与 Chen 等文章^[8,9]相同,即分布函数如(1)式所示的快

电子束密度比背景等离子体密度低得多. 因此在讨论波的色散关系时可以略去快电子束. 但是在讨论增长率时快电子束效应占优势. 这样就可以分别讨论色散关系和增长率. 而且等离子体密度和磁场的均匀尺度比我们考虑的波的波长要长得多, 于是在计算具有确定的损失锥分布的电子束激发的不稳定性时把等离子体和磁场看作是均匀的.

根据所研究的电子束分布类型,在文献[8,9]中对于速度空间采用的是极坐标 (u, μ) 系统. 本文的分布函数是用柱坐标系描述的. 因而我们需要把文献[8,9]中的增长率表达式经过坐标转换成以下形式:

$$q_i = \frac{n_b}{2} \frac{1}{n_0} \frac{1}{q} \frac{1}{(1 + T_q)} R_{qm} \int d^3 u u^2 \left\{ -\frac{m}{q} - \frac{N_q u}{c} \cos \left[-\frac{q}{2} \left[K_q \sin + T_q \left(\cos - \frac{N_q u}{c} \right) \right] \frac{J_m(b_q)}{b_q} + J_m(b_q) \right]^2 \right. \\ \left. \times \left[\frac{q - k u}{u} \frac{\partial}{\partial u} + k \frac{\partial}{\partial u} \right] F_b(u, u) \right\}, \quad (4)$$

其中 n_b, n_0 分别为损失锥-束流分布电子密度和背景电子密度; ω_p 和 ω_q 分别为电子等离子体频率和波频率; $J_m(b_q)$ 和 $J'_m(b_q)$ 分别是 m 阶贝塞耳函数和它的导数; $b_q = N_q (c/q)$ (u/c) \sin ; $N_q = ck/q$ 为折射指数; ω_c 为电子回旋频率; θ 是波模传播方向与磁场的交角; $\gamma = \sqrt{1 + u^2/c^2}$ 为相对论因子. 对于弱相对论电子束情形,除了在代表共振条件的 δ 函数的宗量中保留相对论效应的重要影响外,其余的都用 1 代替. K_q, T_q, R_q 的表达式同文献[8,9]. 由函数求得共振速度

$$u_r = [(N^2 - 1)(u - u_1)(u - u_2)]^{1/2}, \quad (5)$$

其中

$$u_{1,2} = c \frac{-N \frac{m}{q} \pm \sqrt{\left(\frac{m}{q}\right)^2 + N^2 - 1}}{N^2 - 1}. \quad (6)$$

利用(1)式和(5)式,在(4)式右边先对 u 积分,然后再对 u 做数值积分. 但是必须注意 u 积分的上下限,为了保证得到实数 u_r ,在本文讨论的情况下, $N^2 - 1 < 0$,因此要求

$$u_1 \leq \min(u_1, u_2) < u < \max(u_1, u_2) \leq u_2. \quad (7)$$

对(4)式完成对 u 积分后,得到

$$q_i = -2 \frac{n_b}{n_0} \frac{1}{q} \frac{1}{(1 + T_q)} R_{qm} \int_{u_1}^{u_2} du u^2 \left\{ -\frac{m}{q} - \frac{N_q u}{c} \cos \left[-\frac{q}{2} \left[K_q \sin + T_q \left(\cos - \frac{N_q u}{c} \right) \right] \frac{J_m(b_q)}{b_q} + J_m(b_q) \right]^2 \right. \\ \left. \times \left[N \frac{u_r}{c} \frac{u - u_0}{2} + \left(1 - N \frac{u}{c} \right) \frac{u_r - u_0}{2} \right] \exp \left[-\frac{(u_r - u_0)^2}{2} - \frac{(u - u_0)^2}{2} \right] \right\}. \quad (8)$$

上式必须依靠数值积分来完成.

3. 增长率的数值计算结果

为了具体考察弱相对论性损失锥-束流分布电子回旋激射不稳定性的基本性质,本文所取的主要参数是 $u_0 = 0.3c$, $\alpha = 0.1u_0$, $\beta = 0.2u_0$. 通过数值计算增长率表达式(8),研究基频和二次谐波附近的X模和O模被损失锥-束流分布电子激发的主要性质.下面所有图中所示的增长率都用 (n_b/n_0) 归一. u_0 以 c 为单位. $\alpha = \tan^{-1}(u_0/u_0)$. 以下将依次研究此种分布电子激发的X模和O模回旋激射不稳定性的性质.

3.1. X模的激发

在一组给定的 $u_0, \alpha, \beta/$ 参数下,对一个确定的传播方向角 θ_m 和频率 ω_r ,计算出相应的增长率 $\gamma(\theta_m, \omega_r)$. 固定 ω_r ,改变共振频率 ω_p ,找出增长率极值,称为峰值增长率,记作 $\gamma_{i,peak}$. 它是传播方向角 θ_m 的函数. 改变 θ_m ,得到 $\gamma_{i,peak}(\theta_m)$,其最大的增长率,称为 $\gamma_{i,max}$,它所对应的传播方向角 θ_m^0 即

$$\gamma_{i,max} = \max[\gamma_{i,peak}(\theta_m)] = \gamma_{i,peak}(\theta_m^0).$$

3.1.1. 最大增长率 $\gamma_{i,max}$ 随 $\beta/$ 的变化

按照上面所述方法,改变 $\beta/$,得到 $\gamma_{i,max}$ 随 $\beta/$ 的变化曲线如图1所示.由图1可见,X1模只能在 $\beta/ < 0.4$ 的范围内被激发,而X2模可以在 $\beta/ < 1.5$ 的范围内被激发.此性质与部分球壳状分布电子束的激发性质相似^[8,9]. X1模的增长率随着损失锥角的增大而减小.反之,X2模的增长率随着损失锥角的减小而增大.从后面的计算可知,X1模的主要传播方向接近于平行方向,X2模的主要传播方向接近于垂直方向.因此由(4)式可知,激发X1,X2模的增长率的主要贡献分别来自于以下两项:

$$k \frac{\partial}{\partial u} F_b(u, \alpha), \tag{9}$$

$$\frac{\alpha - k u}{u} \frac{\partial}{\partial u} F_b(u, \alpha). \tag{10}$$

损失锥角 α 越大, u_0 越大, u_0 越小, (9)式越小, (10)式越大,因而X1模越弱,X2模越强.

3.1.2. 对应最大增长率 $\gamma_{i,max}$ 的传播方向 θ_m

如上所述,在给定 $\beta/$ 和损失锥角 α 值后,随着共振频率和传播方向的变化,增长率有一个极值,

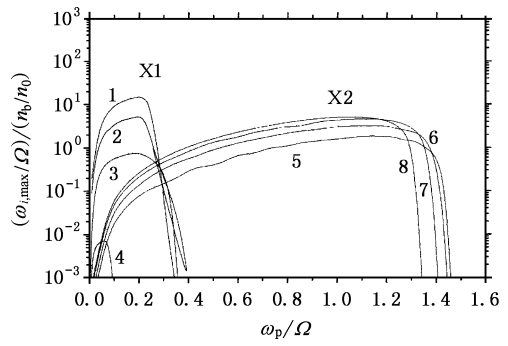


图1 X1,X2模的最大增长率随 $\beta/$ 和 α 的变化 X1:1. $\alpha = 10^\circ$,2. $\alpha = 20^\circ$,3. $\alpha = 40^\circ$,4. $\alpha = 80^\circ$;X2:5. $\alpha = 10^\circ$,6. $\alpha = 20^\circ$,7. $\alpha = 40^\circ$,8. $\alpha = 80^\circ$

称为最大增长率 $\gamma_{i,max}$,其对应的传播方向称为 θ_m^0 . 不管 α 为何值,X1模的最大增长率对应的传播方向 θ_m^0 都是随着 $\beta/$ 的增大逐渐移向平行方向(如图2(a)所示).而X2模对应的 θ_m^0 在很大的 $\beta/$ 范围内都接近于垂直方向,只是当 $\beta/$ 接近最大值时才迅速减小为零(如图2(b)所示).

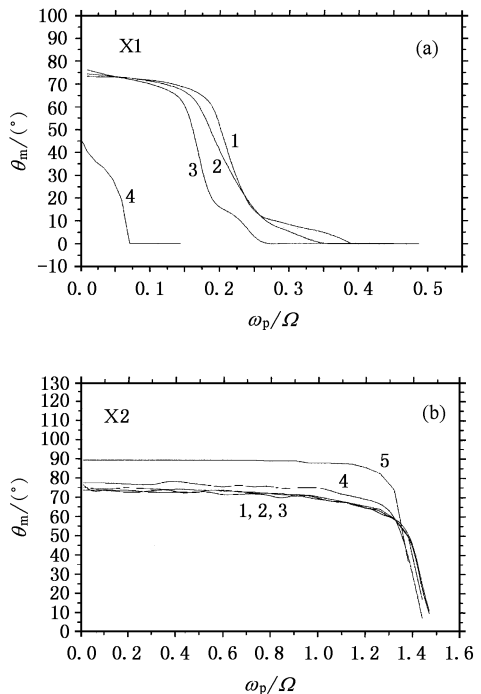


图2 (a)X1模的最大增长率对应的激发方向随 $\beta/$ 和 α 的变化(1. $\alpha = 10^\circ$,2. $\alpha = 20^\circ$,3. $\alpha = 40^\circ$,4. $\alpha = 80^\circ$);(b)X2模的最大增长率对应的激发方向随 $\beta/$ 和 α 的变化(1. $\alpha = 1^\circ$,2. $\alpha = 10^\circ$,3. $\alpha = 20^\circ$,4. $\alpha = 40^\circ$,5. $\alpha = 80^\circ$)

3.1.3. X模在传播方向 θ_m 上的分布

对于一个确定的 $\beta/$ 和损失锥角 α 值,模的

激发在传播方向角 θ 上有个分布, $i_{i,peak}(\theta)$. 最大有效可激发的传播角称为 $\theta_{max} = \max_{\theta} i_{i,peak}(\theta)$. 最大增长率 $i_{i,max}$, 对应的传播角 θ_m . 计算结果表明 X1 模可以在很宽的斜传播方向和接近平行方向上被激发. p/ω_0 越大, θ_m 越小, 传播基本上在平行方向(如图 3 (d), $u = 40^\circ$). 但是在 u 较小的情形下, 在 $0 < \theta <$

范围内, 增长率呈脉冲式分布(如图 3 (a), (b), (c), $u = 10^\circ$). 这是因为此时共振频谱很窄造成的(见下一节). X2 模只能在 θ_m 附近的一个有限角度范围 $[\theta_m - 10^\circ, \theta_m + 20^\circ]$ 内被激发(如图 3(e)), 随着 p/ω_0 的增大, θ_m 慢慢移向小角度方向.

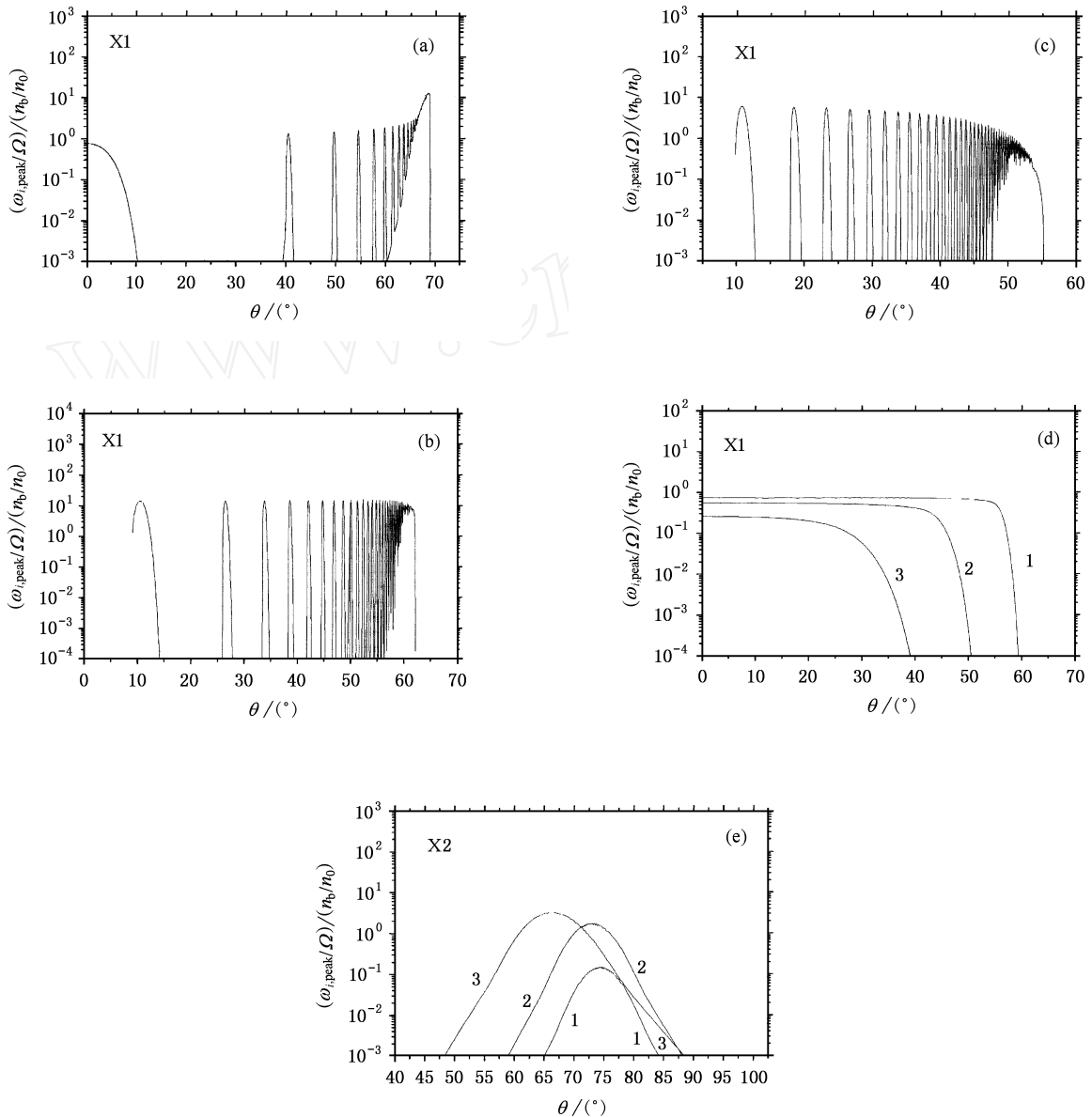


图 3 (a)在 $p/\omega_0 = 0.15$ 和 $u = 10^\circ$ 情况下, X1 模在不同方向的分布; (b)在 $p/\omega_0 = 0.2$ 和 $u = 10^\circ$ 情况下, X1 模在不同方向的分布; (c)在 $p/\omega_0 = 0.25$ 和 $u = 10^\circ$ 情况下, X1 模在不同方向的分布; (d)在 $p/\omega_0 = 0.2$ (1), 0.25 (2), 0.3 (3) 和 $u = 40^\circ$ 情况下, X1 模在不同方向的分布; (e)在 $p/\omega_0 = 0.2$ (1), 0.7 (2), 1.2 (3) 和 $u = 20^\circ$ 情况下, X2 模在不同方向的分布

3.1.4. X 模的频谱分布

频谱分布是指在给定的一组 $u_0, u, p/\omega_0$ 参数下, 模的增长率随共振频率 ω_r 的分布. 计算结果表明, 基频的共振频谱较窄. 特别是小 u 情形下, 例

如 $u = 1^\circ, 5^\circ$ 峰增长率出现在 $\omega_r \sim \omega_0$ 附近. 频谱宽度可以小到 $(\omega_r/\omega_0) : 10^{-3} - 10^{-4}$ (见图 4(a)). 随着 u 的增加, 频谱逐渐变宽. 当 $u = 40^\circ$ 时频谱宽度已经增加到 $(\omega_r/\omega_0) : 10^{-2}$ (见图 4(b)). 谐频的频

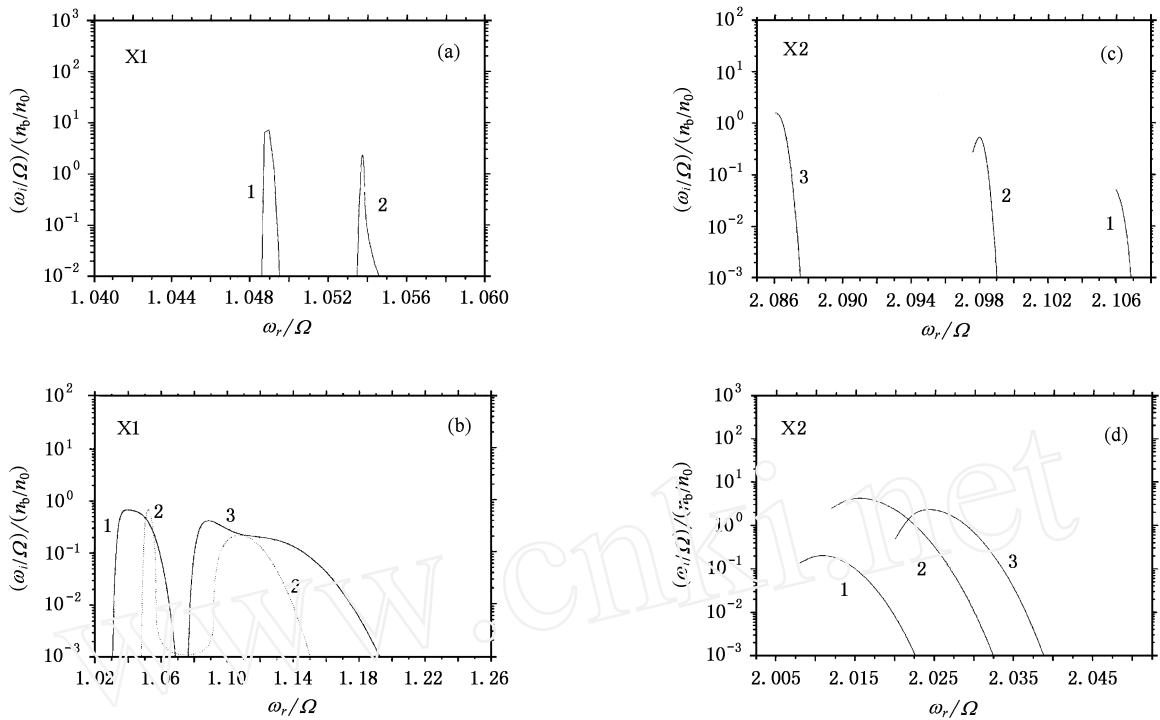


图4 (a)在 $u = 10$ 情况下,X1 模的频谱分布(1. $p/\Omega = 0.1, \theta = 71^\circ$;2. $p/\Omega = 0.2, \theta = 59.645^\circ$);(b)在 $u = 40$ 情况下,X1 模的频谱分布(1. $p/\Omega = 0.15, \theta = 64^\circ$;2. $p/\Omega = 0.2, \theta = 50^\circ$;3. $p/\Omega = 0.25, \theta = 40^\circ$);(c)在 $u = 10$ 情况下,X2 模的频谱分布(1. $p/\Omega = 0.2, \theta = 71.4^\circ$;2. $p/\Omega = 0.7, \theta = 70.5^\circ$;3. $p/\Omega = 1.2, \theta = 64.8^\circ$);(d)在 $u = 40$ 情况下,X2 模的频谱分布(1. $p/\Omega = 0.2, \theta = 78^\circ$;2. $p/\Omega = 0.7, \theta = 75^\circ$;3. $p/\Omega = 1.2, \theta = 70^\circ$)

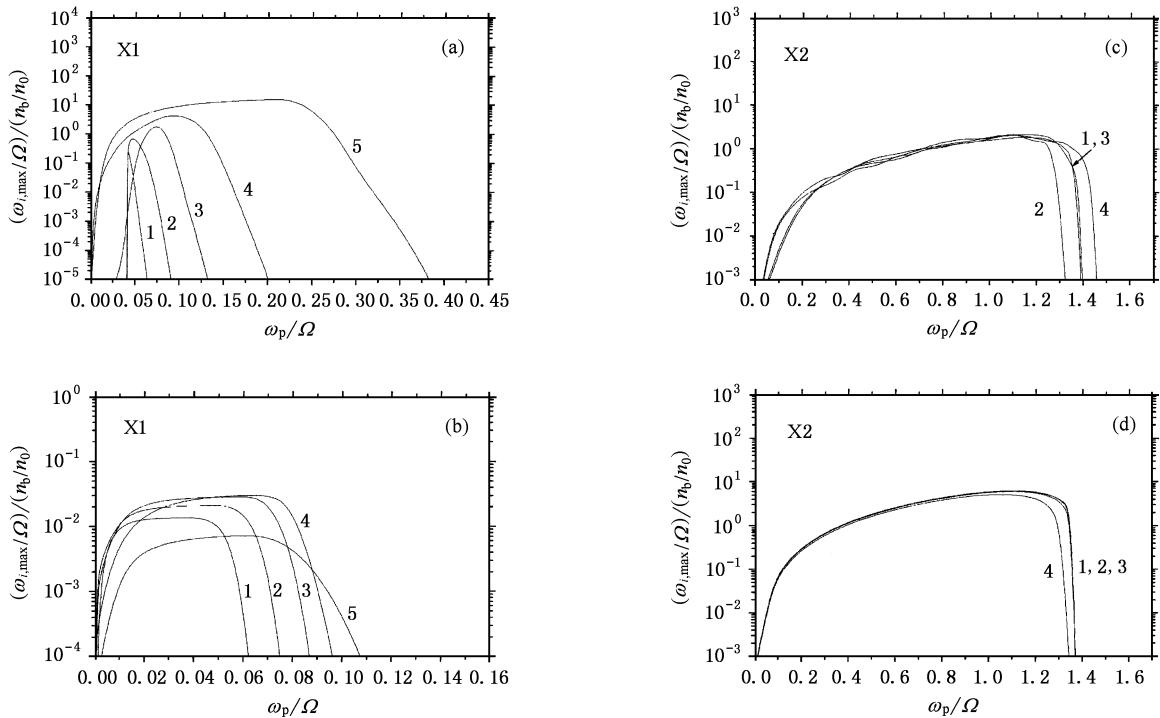


图5 (a)在 $u = 10$ 情况下,X1 模最大增长率随 u_0 的变化($u_0 = 0.05(1), 0.07(2), 0.1(3), 0.15(4), 0.3(5)$);(b)在 $u = 80$ 情况下,X1 模最大增长率随 u_0 的变化($u_0 = 0.05(1), 0.07(2), 0.1(3), 0.15(4), 0.3(5)$);(c)在 $u = 10$ 情况下,X2 模最大增长率随 u_0 的变化($u_0 = 0.05(1), 0.1(2), 0.15(3), 0.3(4)$);(d)在 $u = 80$ 情况下,X2 模最大增长率随 u_0 的变化($u_0 = 0.05(1), 0.1(2), 0.15(3), 0.3(4)$)

谱比基频相对较宽(见图 4(c), 4(d)).

3.1.5. X 膜的最大增长率 $\gamma_{i,\max}$ 随 u_0 的变化

由图可见在 $u_0 > 0.05c$ 的情况下, X1 模仍可以被激发, 而且有相当大的最大增长率(图 5(a), (b)). 在此速度范围 $[0.05, 0.3]$ 内, X2 模的最大增长率几乎保持不变(见图 5(c), (d)).

3.2. O 模的激发

由图 6(a) 可知 O1 模的最大增长率随着损失锥角的减小而增大, 与 X1 模性质相似. 而且在大多数损失锥角范围内比 O2 模强得多. 虽然 O1 模的增长率与 X1 模可比, 考虑到 O1 模的自发辐射强度比 X1 模的自发辐射强度小得多, O1 模最终可能达到的饱和辐射强度会比 X1 模小得多^[4,10]. 但是与 X1 模不同的是它在背向 ($> 90^\circ$) 可能有较强的增长率, 特别是在大损失锥情形下, 背向激发的增长率与正向激发 ($< 90^\circ$) 的增长率幅度可比拟, 达到同一量级, 例如 $u = 80^\circ$ (见图 6(b)).

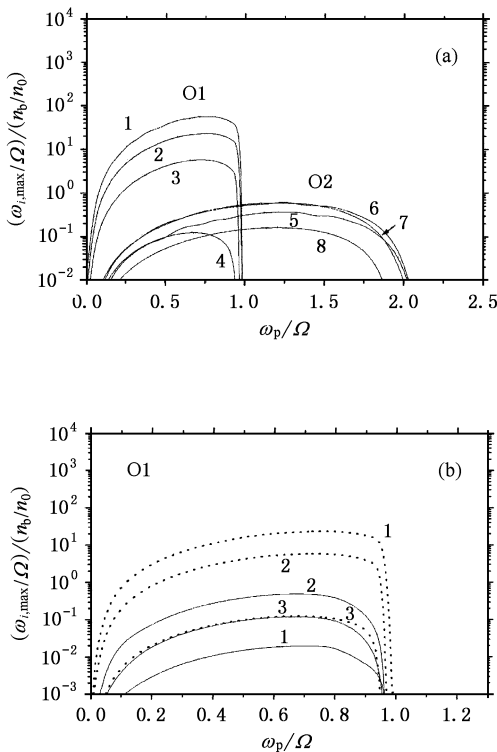


图 6 (a) O1, O2 模的最大增长率随 ω_p/Ω 和 u 的变化 (O1: 1. $u = 10^\circ$, 2. $u = 20^\circ$, 3. $u = 40^\circ$, 4. $u = 80^\circ$; O2: 5. $u = 10^\circ$, 6. $u = 20^\circ$, 7. $u = 40^\circ$, 8. $u = 80^\circ$); (b) O1 模背向激发和正向激发的最大增长率随 ω_p/Ω 和 u 的变化 (1. $u = 20^\circ$, 2. $u = 40^\circ$, 3. $u = 80^\circ$; $k < 0$, \cdots ; $k > 0$, \cdots)

4. 结 论

由前面的计算结果可知, 本文所研究的弱相对论损失锥-束流分布电子可以激发频率在 ω_2 附近的 X 模和 O 模基频和谐频不稳定性, 并具有相当强的增长率. 它们具有以下主要特征:

1. 基频可以在较小的 ω_p/Ω 范围内被激发, 谐频可以在较大的 ω_p/Ω 范围内被激发. 例如, X1 模为 $\omega_p/\Omega = 0.4$, X2 模为 $\omega_p/\Omega = 1.4$, O1 模为 $\omega_p/\Omega = 1.0$, O2 模为 $\omega_p/\Omega = 2.0$.

2. X1 模和 O1 模的增长率在小损失锥角 u 情形下最大, 随着损失锥角的增大而逐渐减弱. X2 模则反之, 在磁镜反射点附近增长率最大, 随着损失锥角的减小而逐渐减弱; 当电子束在磁镜型磁场中运动时, 在接近磁镜反射点附近 X2 模特别强; 随着电子束离开磁镜点, X2 模逐渐减弱, X1 模逐渐增强.

3. X1 模主要在 ω_p/Ω 较小的方向传播, 并且随着 ω_p/Ω 的增大逐渐移向 ω_p/Ω 更小的方向. 对于具有小损失锥分布的电子束, 在 ω_p/Ω 方向的分布具有脉冲性质. X2 模在接近于垂直的 $10^\circ - 20^\circ$ 方向内传播.

4. 对于具有小损失锥分布的电子束, X1 模的共振频谱宽度极窄, 由此形成 ω_p/Ω 方向的脉冲形分布. 随着损失锥角 u 的增大, 共振频谱宽度逐渐增大.

5. 当电子束速度小到 $0.05c$ 时, X1 模仍然有很强增长率. 在 $0.05c < u_0 < 0.3c$ 范围内, X2 模的增长率几乎保持不变.

6. O1 模在磁镜反射点附近被激发时, 其反向激发与正向激发几乎有同样的增长率.

把以上结果与已有的纯束流分布^[8,9]和纯损失锥分布^[1]相比较, 可知它们有很多相似之处. 例如, 它们都只能在一定的 ω_p/Ω 范围内激发 X 模和 O 模, 提高 u_0 值有利于在较高的 ω_p/Ω 范围内激发. 本文讨论的损失锥-束流分布虽然是个束流, 但是兼有损失锥的特性. 它的激发特性随着束流的投射角, 即损失锥角 u 的变化而有灵敏的变化, 特别是 X 模和 O 模的基频. 例如它们的增长率随着损失锥角的变化, 可以相差几个量级. 而且具有小损失锥角分布激发的基频模频谱极窄, 传播方向角也呈现脉冲式跳跃分布. 但是本文讨论的损失锥-束流分布又有其新的特点, 束流分布的电子束对于模的激发有个明显的阈值 u_c , 要求 $u_0 > u_c \sim 0.1c$. 超过阈值后, 增长率基本不变. 而本文讨论的损失锥-束流分布, 没有

明显的阈值, X1 模的增长率随着 u_0 的增加而逐渐增大. X2 模的增长率随着 u_0 的变化没有太大的变化. 也就是说, 基频具有更多的损失锥分布特性, 谐频更类似于束流分布. 但是不管是基频, 还是谐频, 其增长率都比具有相同 u_0 值的纯束流分布和纯损

失锥分布的增长率大 1 到 2 个量级. 这是本文讨论的损失锥-束流分布的最明显的优点. 根据以上结果, 我们预期在磁镜型分布的磁场中, 本文讨论的损失锥-束流分布电子激发的不稳定性将会有广泛的应用, 用它对太阳射电物理现象的解释将在另文讨论.

- [1] Wu C S and Lee C L 1979 *Astrophys. J.* **230** 621
 [2] Melrose D B 1986 *Instabilities in Space and Laboratory Plasmas* (New York: Cambridge Univ. Press) Chapter 11
 [3] Benz A 1993 *Plasma Astrophysics* (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers) Chapter 8
 [4] Wu C S, Wang C B, Yoon P H, Zheng H N and Wang S 2002 *Astrophys. J.* **575** 1094
 [5] Yoon P H, Wu C S and Wang C B 2002 *ApJ.* **576** 552
 [6] Melrose D B 1985 *Solar Radiophysics* (ed. D. J. McLean & N. R. Labrum, New York, Cambridge Univ. Press)
 [7] Wu C S, Wang C B, Zhou G C, Wang S and Yoon P H 2004 *Astrophys. J.* **521** 1129
 [8] Chen Y P, Zhou G C, Yoon P H and Wu C S 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2816
 [9] Chen Y P, Zhou G C and Wu C S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 421 (in Chinese) [陈雁萍、周国成、吴京生 2003 物理学报 **52** 421]
 [10] Wu C S 1968 *Phys. Fluids* **11** 1733

Maser instability driven by an electron beam with losscone-beam distribution *

Chen Yan-Ping^{1)2)†} Wang Chuan-Bing³⁾ Zhou Guo-Cheng⁴⁾

¹⁾ (National Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

²⁾ (Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

³⁾ (School of Earth and Space Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

⁴⁾ (Center for Space Science and Applied Research, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(Received 9 October 2004; revised manuscript received 5 November 2004)

Abstract

The studies of the main characteristics of the maser-instability driven by electrons with a losscone-beam distribution are carried out on the basis of the theoretical model of Chen *et al* (2002, *Phys. Plasmas* **9**, 2816; 2003, *Acta Phys. Sin.* **52**, 421). This kind of electrons may be created by the reconnection near the chromosphere of the sun. The electrons have the characters of both losscone and beam. The results show that it can excite the fundamental and harmonic radiation of extraordinary and ordinary modes in an appropriate region of plasma frequency over the gyrofrequency with the characters of both losscone and beam distribution, and with much stronger growth rate. It enriches the fundamental content of the plasma instabilities. It is expected to be applicable widely in the study of solar and celestial emission mechanism.

Keywords: maser-instability, weak relativistic electron beam, losscone-beam distribution, growth rate

PACC: 5225P, 5235P

* Project supported by the Chinese Academy of Sciences (Grant KJ CX2-N08) and also partially supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 40474054, 40336052, 40174042, 40174041).

†E-mail: chen.yanping@263.net