

[文章编号] 1001-246X(2007)03-0330-07

磁化非均匀等离子体中模转换机制 对电磁波吸收的数值研究

胡友俊, 杨维纭, 陈银华, 张羽

(中国科学院基础等离子体物理重点实验室, 中国科学技术大学理学院, 安徽合肥 230026)

[摘要] 用数值方法研究磁化非均匀等离子体(磁场与密度梯度垂直)中模转换机制对p极化电磁波的吸收效应,重点考虑磁场对吸收率的影响,结果表明:与非磁化等离子体相比,磁场的加入使得吸收率曲线相对入射角的分布发生小的偏移,吸收率为零的位置不是发生在零度入射(即垂直入射)时,而是在一个负入射角位置,垂直入射时不为零的吸收率,且正角度范围与负角度范围的峰值吸收率不相等,磁场提高了正入射角范围内的峰值吸收率而降低了负角度范围内的峰值吸收率(或反过来,这取决于磁场方向).

[关键词] 磁化非均匀等离子体;电磁波;线性模转换;共振吸收

[中图分类号] O453; O562.4

[文献标识码] A

0 引言

等离子体对电磁波的吸收机制一般分为碰撞吸收与非碰撞吸收.电磁波在非均匀等离子体中的线性模转换效应产生的对电磁波的吸收是一种间接的吸收机制,属于非碰撞吸收,即入射电磁波在共振层附近激发出静电波,静电波再通过其他机制被耗散,最后部分电磁波能量为等离子体所吸收.人们对非均匀等离子体中电磁波与静电波的线性模转换做了大量的研究^[1-5],并将其分为两类:一类是上述的电磁波到静电波的转换,这在激光等离子体相互作用中有重要作用^[2,6].在电磁波与实验室等离子体相互作用中,当碰撞吸收不能很好解释实验时,可能就需要考虑到这种电磁波到静电波的模转换效应.另一类是上述转换的反过程:等离子体中的静电波在共振层附近转化为电磁波,产生的电磁波能够透出等离子体并被探测到.这一过程与电离层物理中的受激电磁波发射密切相关^[7].对非磁化一维不均匀等离子体情况上述两类问题的模转换系数已经有公认的解析结果^[8],而对磁化非均匀等离子体情况,尚没有一般的解析结果,对磁场与密度梯度平行情况,在弱磁化条件下有近似解析解^[9];对磁场与密度梯度垂直情况,在垂直入射时也有一些启发性的近似解析解.磁化等离子体中的电磁波模与非磁化等离子体中不同,当电磁波垂直于磁场传播时存在两种电磁波模:寻常波与异常波.异常波是部分横波部分纵波的混杂波,它在高混杂共振层处完全退化为高混杂静电振荡(冷等离子体情况).对磁化等离子体中模转换的数值研究多倾向于粒子模拟^[4],而求解流体模耦合微分方程组大多没有给出具体的边界条件处理^[10].

本文研究一种零阶磁场与密度梯度垂直的磁化非均匀等离子体,从忽略离子运动的流体方程出发,得到一维非均匀的磁化等离子体中电场的3个分量之间的模耦合方程组,在适当的边界条件下数值求解此微分方程组,从而计算不同入射角、不同频率的电磁波在该等离子体中的模转换系数(即吸收系数).

1 模耦合方程组

考虑以下位形(图1):在 $z < 0$ 的半空间是稀薄的非磁化均匀等离子体,在 $z > 0$ 的半空间是密度 $n_0(z)$ 单调增加的磁化等离子体(B_0 与密度梯度垂直,沿 x 轴负方向).在 $z < 0$ 半空间有一角频率为 ω 的入射平面电磁波,其波矢方向与 z 轴成 θ 角,设其电场为

$$E_i = E_{i0} \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)], \quad (1)$$

[收稿日期] 2006-02-16; [修回日期] 2006-07-27

[作者简介] 胡友俊(1980-),男,安徽六安,博士生,从事等离子体隐身机理方面的研究.

此处取 $k_x = 0$, 即入射波矢位于 yz 平面内. 当角频率 ω 与等离子体密度给定时, 由等离子体中电磁波的色散关系可知

$$\begin{aligned} k_y &= \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}} \sin\theta, \\ k_x &= \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}} \cos\theta, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 c 为真空光速, ω_p 为 $z < 0$ 区域的电子等离子体频率.

对 $z > 0$ 半空间的磁化非均匀等离子体, 高频情况下, 离子来不及响应, 看作不动, 只需考虑电子流体, 忽略碰撞时电子流体的运动方程为(使用高斯单位制)

$$mn \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u \right) = -en \left(E + \frac{1}{c} u \times B \right) - \nabla p + D_0, \quad (3)$$

其中 D_0 代表由电离复合效应产生的等效力, 线性化后它只出现在零阶方程中, 起平衡零阶压强梯度的作用^[8]; m, e, n 分别为电子质量、电子电荷、电子数密度; u, p 分别为电子流体速度和电子流体压强; E, B 分别为电场强度和磁感应强度.

设 $n(r, t) = n_0(z) + n_1(r, t)$, 其中 n_1 代表扰动量. 对 B, E, u, J, p 也写为同样的形式, 并取 E_0, u_0 为零. 由电子流体的运动方程、状态方程及麦克斯韦方程线性化后的一阶方程组为(以下略去一阶量的下标)

$$\begin{aligned} mn_0 \frac{\partial u}{\partial t} &= -en_0 \left(E + \frac{1}{c} u \times B_0 \right) - \nabla p, \\ \nabla \cdot E &= -4\pi en, \\ \nabla \times E &= -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \\ \nabla \times B &= \frac{4\pi J}{c} + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t}, \\ J &= -en_0 u, \\ p &= \gamma T n = 3T n, \end{aligned} \quad (4)$$

其中 T, γ 分别为电子温度与电子绝热常数, 此处高频情况下, 电子看作一维绝热压缩, γ 取为 3. 体系在 x, y 方向上均匀, z 方向上不均匀, 所以设 $E = E(z) \exp[i(k'_x x + k'_y y - \omega t)]$, 即在均匀方向上取傅立叶分量, 不均匀方向上的空间依赖关系待定. 又由于在一维不均匀等离子体中, 位于等密度面内的波矢分量是保持不变的(snell's law^[12]), 所以取 $k'_x = k_x = 0, k'_y = k_y$, 即对 $z > 0$ 的磁化非均匀等离子体区域中, 扰动电场 x, y 方向上取与入射波相同的波矢. n, u, B 也写为同样形式. 代入以上方程组后, 消去 n, u, B, J , 得一阶电场所满足的方程, 除去因子 $\exp[i(k_y y - \omega t)]$ 后得 $E(z)$ 的 3 个分量所满足的二阶常微分方程组

$$\frac{d^2 E_x}{dZ^2} + (1 - g(Z) - n_y^2) E_x = 0, \quad (5)$$

$$i(1 - \Omega^2) \frac{d^2 E_y}{dZ^2} + 3i\beta\Omega n_y \frac{dE_y}{dZ} + i(1 - \Omega^2 - g - 3\beta n_y^2) E_y + 3\beta\Omega \frac{d^2 E_z}{dZ^2} + n_y(1 - \Omega^2 - 3\beta) \frac{dE_z}{dZ} - g\Omega E_z = 0, \quad (6)$$

$$i n_y(1 - \Omega^2 - 3\beta) \frac{dE_y}{dZ} + i\Omega(g + 3\beta n_y^2) E_y - 3\beta \frac{d^2 E_z}{dZ^2} + 3\beta\Omega n_y \frac{dE_z}{dZ} + [g - (1 - n_y^2)(1 - \Omega^2)] E_z = 0, \quad (7)$$

其中 g, Ω, β, n_y, Z 是归一化后的无量纲量, $Z = k_0 z, n_y = k_y/k_0, g(Z) = \omega_p^2(Z)/\omega^2, \Omega = \omega_{ce}/\omega, \beta = T/mc^2; \omega_p(z) = 4\pi e^2 n_0(z)/m$ 为电子等离子体频率; $\omega_{ce} = B_0 e/mc$ 为电子回旋频率; $k_0 = \omega/c$ 为电磁波真空

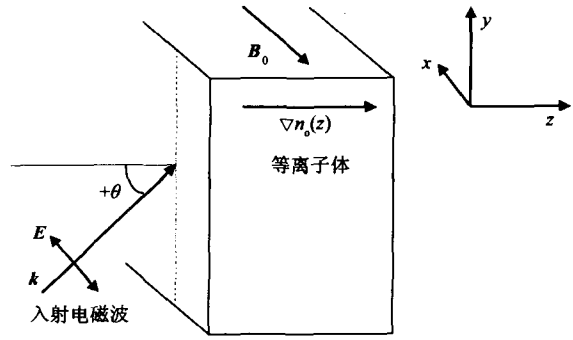


图1 $z < 0$ 区域一束角频率为 ω 的电磁波以 θ 角入射到 $z > 0$ 区域的磁化非均匀等离子体

Fig.1 Incidence of an electromagnetic wave with an angle of θ from $z < 0$ into an inhomogeneous plasma slab in $z > 0$

波矢. 方程(5)~(7)描述了电场 3 个分量之间的耦合关系, 其中方程(5)仅与 E_x 有关, 方程(6), (7)中不含 E_x , 即 E_x 与 E_y, E_z 解耦, 表明 x 方向的电场不能驱动 E_y, E_z 分量, 即电磁波的电场垂直于入射面的入射波(称 s 极化波)不能驱动 E_x 分量, 从而不能在等离子体密度不均匀方向上引起电荷分离, 不能激发起静电波, 因而不能发生模转换, 这与无磁场时的情况相同. 因此只需要考虑偏振面在 yz 面内的入射波(即入射波的电场位于入射面内, 称 p 极化波), 即(1)式中的入射波电场仅有 y, z 分量. 相应的只需要求解式(6), (7)组成的方程组.

上述的模耦合方程组在均匀情况下可得到磁化等离子体中波的色散关系, 此时可对 z 坐标也取为傅立叶分量形式, 并设波矢沿 z 方向, 则式(6), (7)给出

$$\begin{vmatrix} -i(1-\Omega^2)\frac{k^2c^2}{\omega^2} + i(1-\Omega^2-g) & -3\beta\Omega\frac{k^2c^2}{\omega^2} - g\Omega \\ ig\Omega & 3\beta\frac{k^2c^2}{\omega^2} + g + \Omega^2 - 1 \end{vmatrix} \begin{pmatrix} E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0, \quad (8)$$

当 $\beta=0$ 时(冷等离子体情况), 为使 E_y, E_z 不全为零, 得异常波的色散关系

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega^2 - \omega_p^2}{\omega^2 - \omega_{uh}^2} \right),$$

其中 $\omega_{uh}^2 = \omega_p^2 + \omega_{ce}^2$ 称为高混杂频率(upper hybrid frequency).

由上式知当 $\omega = \omega_{uh}$ 时 $k \rightarrow \infty$, 即异常波在此处发生共振. 另一方面由(8)式的第 2 个方程

$$i\frac{\omega_p^2\omega_{ce}}{\omega}E_y + (\omega_{uh}^2 - \omega^2)E_z = 0,$$

可见在 $\omega = \omega_{uh}$ 处 $E_y = 0$, 因而异常波仅有沿波矢方向的分量, 即完全退化为静电振荡.

2 边界条件

以下寻找方程组(6), (7)的边界条件. 设角频率为 ω 的 p 极化电磁波以与密度梯度成 θ 角入射到 $z=0$ 平面上, 设其 y 方向的复振幅为 1, 即 $E_{iy} = \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)]$ (下标 i 表示入射波), 则由色散方程或横波条件得其 z 方向上的复振幅为 $-k_y/k_z$, 即

$$E_i = \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)]e_y - \frac{k_y}{k_z} \exp[i(k_y y + k_z z - \omega t)]e_z. \quad (9)$$

入射波进入 $z>0$ 区域的磁化非均匀等离子体后, 电子在入射波场及 $u \times B_0$ 作用下产生的沿密度梯度方向的运动会引起电荷分离, 在共振层附近激发出静电波^[1,12]. 最后从左面反射出电磁波及模转换产生的静电波. 反射到 $z<0$ 区域的电磁波沿 x, y 方向的波矢保持不变, 即 $k'_y = k_y, k'_z = 0$ (snell's law^[12]), 其 z 方向的波矢为 $-k_z$, 反射波无 E_x 分量(理由同方程(5)的分析), 其 E_y, E_z 分量复振幅未知, 设其 E_y 分量复振幅为 R , 则其 E_z 分量复振幅为 Rk_y/k_z . 所以反射波可写为

$$E_r = R \exp[i(-k_z z + k_y y - \omega t)]e_y + \frac{Rk_y}{k_z} \exp[i(-k_z z + k_y y - \omega t)]e_z, \quad (10)$$

反射到 $z<0$ 区域的静电波, y 方向的波矢仍然为 k_y (snell's law), 其沿 z 方向的波矢 k_{sz} 可由静电波的色散关系求得, $k_{sz}^2 = (\omega^2 - \omega_p^2)/(3\beta c^2) - k_y^2$, 其中下标 s 表示静电波.

静电波的 E_y, E_z 分量未知, 设其 y 分量的复振幅为 R_s , 则由静电波色散方程或纵波条件可得其 z 分量的复振幅为 $-k_{sz}R_s/k_y$, 所以静电波的场量可写为

$$E_s = R_s \exp[i(-k_{sz}z + k_y y - \omega t)]e_y - \frac{R_s k_{sz}}{k_y} \exp[i(-k_{sz}z + k_y y - \omega t)]e_z, \quad (11)$$

(9)~(11)式给出了 $z<0$ 区域内三支波的场量表达式. $z<0$ 区域内每一点的场量应是这三支波场量的叠加. 即

$$E_y = E_{iy} + E_{ry} + E_{sy} = \exp[i(k_z z + k_y y - \omega t)] + R \exp[i(-k_z z + k_y y - \omega t)] +$$

$$R_s \exp[i(-k_{sz}z + k_y y - \omega t)], \quad (12)$$

$$E_z = E_{iz} + E_{rs} + E_{ss} = -\frac{k_y}{k_x} \exp[i(k_x z + k_y y - \omega t)] + R \frac{k_y}{k_x} \exp[i(-k_x z + k_y y - \omega t)] - R_s \frac{k_{sz}}{k_y} \exp[i(-k_{sz}z + k_y y - \omega t)]. \quad (13)$$

在 $z=0$ 的平面(即非磁化均匀等离子体与磁化非均匀等离子体的交界面)上,扰动电场与磁场,扰动电荷密度都是连续的,由法拉第定律及泊松方程知 $\partial E_y/\partial z, \partial E_x/\partial z$ 也是连续的.将 $z < 0$ 区域紧靠 $z=0$ 的点的场分量(除去 $\exp i(k_y y - \omega t)$ 因子后)记为 $E_y(0_-)$ 与 $E_x(0_-)$,将其导数分别记为 $dE_y/dz|_{z=0_-}$ 与 $dE_x/dz|_{z=0_-}$.将 $z > 0$ 区域紧靠 $z=0$ 点的场分量(除去 $\exp[i(k_y y - \omega t)]$ 因子后)记为 $E_y(0_+)$ 与 $E_x(0_+)$,将其导数值分别记为 $dE_y/dz|_{z=0_+}$ 与 $dE_x/dz|_{z=0_+}$.则上述连续性条件可写为

$$\begin{aligned} E_y(0_-) &= E_y(0_+), \\ E_x(0_-) &= E_x(0_+), \\ \frac{dE_y}{dz} \Big|_{z=0_-} &= \frac{dE_y}{dz} \Big|_{z=0_+}, \\ \frac{dE_x}{dz} \Big|_{z=0_-} &= \frac{dE_x}{dz} \Big|_{z=0_+}. \end{aligned} \quad (14)$$

对 $E_y(0_-)$ 与 $E_x(0_-)$, $dE_y/dz|_{z=0_-}$ 与 $dE_x/dz|_{z=0_-}$ 可用 $z < 0$ 区域的场分量表达式(12), (13)求出(但含有未知量 R, R_s),然后代入方程组(14)中,可得

$$R = \frac{k_{sz}k_x}{k_{sz}k_x + k_y^2} \left(E_y(0_+) + \frac{k_y}{k_{sz}} E_x(0_+) + \frac{k_y^2}{k_{sz}k_x} - 1 \right), \quad (15)$$

$$R_s = \frac{k_y k_x}{k_{sz}k_x + k_y^2} \left(\frac{k_y}{k_x} E_y(0_+) - E_x(0_+) - 2 \frac{k_y}{k_x} \right), \quad (16)$$

$$\frac{dE_y}{dz} \Big|_{z=0_+} = \frac{i}{k_y^2 + k_{sz}k_x} [E_x(0_+)k_y k_x (k_{sz} - k_x) - E_y(0_+)k_x (k_{sz}^2 + k_y^2) + 2k_{sz}(k_y^2 + k_x^2)], \quad (17)$$

$$\frac{dE_x}{dz} \Big|_{z=0_+} = \frac{i}{k_y^2 + k_{sz}k_x} [E_y(0_+)k_y k_{sz} (k_{sz} - k_x) - E_x(0_+)k_x (k_{sz}^2 + k_y^2) - 2k_y (k_y^2 + k_{sz}^2)], \quad (18)$$

方程(17), (18)作为方程组(6), (7)的左边界条件.对于右边界条件,因在密度足够高的等离子体区域,波不能到达,所以右边界上可认为场量为零.即

$$E_y(z)|_{z=d} = 0, \quad (19)$$

$$E_x(z)|_{z=d} = 0, \quad (20)$$

其中 $z=d$ 处的电子等离子体频率远大于入射波频率,即 $\omega_p(d) \gg \omega$.

有了边界条件(17)~(20),方程组(6), (7)就可用数值方法解出.求解模转换方程组的数值方法中,高斯消元法计算量大(在 β 较小时,常常要取几千个格点,因而要解几千阶的代数方程组),且容易产生非物理解^[1],本文采用文[11]给出的一种适合求解模转换问题的显式迭代算法求解上述模转换方程组.得到 $E_y(z), E_x(z)$ 的数值解后由左边界 $z=0$ 处的场值 $E_y(0_+), E_x(0_+)$ 按式(15), (16)计算出复振幅 R 与 R_s .反射系数定义为入射电磁波与反射电磁波能流(对一个周期时间平均后的能流)之比.由入射电磁波与反射电磁波的场量表达式(9), (10)可计算出此能流之比等于 $|R|^2$,因而模转换系数或吸收系数为 $1 - |R|^2$.

3 计算结果

取 $z > 0$ 区域的磁化非均匀等离子体的密度分布为线性分布

$$n_0(z) = 1.0 \times 10^9 + 4.0 \times 10^{11} z.$$

非均匀等离子体层的厚度为 20 cm 左右.此时,在 $z=20$ cm 处的电子等离子体频率远大于以下所考虑的人

射波频率,此处的电场强度基本为零,即满足(19),(20)式. 磁场方向取沿 x 轴负方向. 图 2,3 给出了在此种密度分布情况下,不同频率电磁波的吸收率(即模转换系数)随入射角的变化关系(入射波矢的 y 分量为负值时的入射角定义为负入射角).

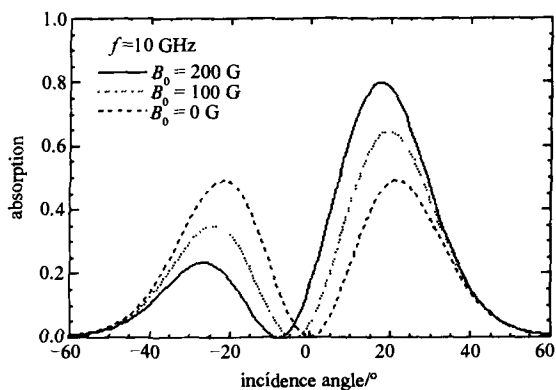


图 2 入射波频率为 10 GHz 时不同大小磁场下吸收率随入射角的变化关系

Fig.2 Absorption coefficient as a function of incidence angle

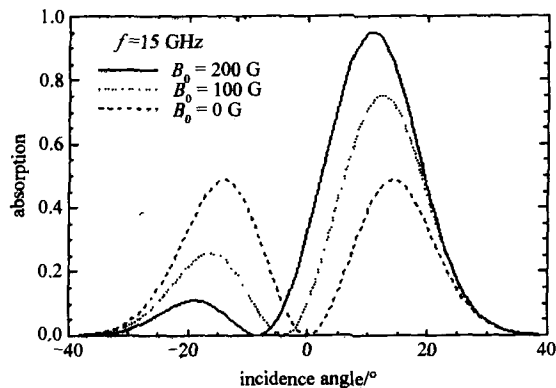


图 3 入射波频率为 15 GHz 时不同大小磁场下吸收率随入射角的变化关系

Fig.3 Absorption coefficient as a function of incidence angle

由图 2,3 可以得出以下结论:①非磁化等离子体中吸收率相对入射角是对称的;零度角入射(即垂直入射)吸收率为零; $+\theta$ 角入射与 $-\theta$ 角入射吸收率相等(这是理所当然的,因为非磁化情况下这两个角度是完全等价的). 正负角度的峰值吸收率均约为 50% 左右,这与公认的结果相符^[2,8]. 在磁化等离子体中,磁场的加入使得吸收率相对入射角不再对称, $+\theta$ 角入射与 $-\theta$ 角入射吸收率不相等,从上面 3 个图可以看出:此时磁场使正角度入射的吸收率提高,负角度入射的吸收率降低(相对无磁场情况而言),正负角度的峰值吸收率一个大于 50% 一个小于 50%,而二者之和近似等于一;②随着磁场的增强,吸收率的峰值向左移动;③磁场越强,正角度范围内与负角度范围内的两个峰值吸收率相差越大,吸收曲线变得越不对称,当磁场减弱时模转换系数曲线逐渐变得对称,这可解释为当 $\omega_e \ll \omega$ 时,电子在波的一个周期时间内所做的运动近似为直线,电子可以看作非磁化,因而模转化系数曲线向无磁场情况下靠近;④磁场吸收率的提高或降低可由 $B_0 \times \nabla n_0(z) \cdot k$ 的正负来确定,当其值为正时提高吸收率,反之降低吸收率.

图 4,5 给出了不同频率入射波与不同入射角时吸收率随磁场大小的变化关系.

由图 4,5 可知,在正角度入射时,随着磁场增加,吸收率先增加后减小,这表明存在一个最佳的磁场使此角度入射时的模转换系数达到最大;而对负角度入射(图 4 中 $\theta = -15^\circ$ 情况),当磁场从零逐渐增强时,吸收

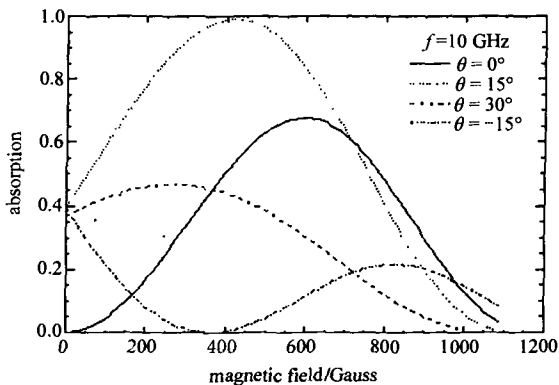


图 4 入射波频率为 10 GHz 时不同入射角下吸收率随磁场的变化关系

Fig.4 Absorption coefficient as a function of magnetic field ($f = 10$ GHz)

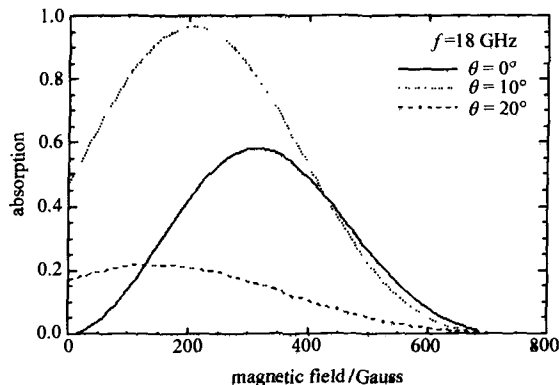


图 5 入射波频率为 18 GHz 时不同入射角下吸收率随磁场的变化关系

Fig.5 Absorption coefficient as a function of magnetic field ($f = 18$ GHz)

率先减到零然后增加最后再减小,这里可以看到外磁场对吸收率曲线的影响比较复杂.对正负入射时的影响不同,其原因是 $u \times B_0$ (u 为电子在入射波场作用下的扰动速度)与入射波的电场 E ,两者沿等离子体密度梯度方向的分量会引起电荷分离(从而在共振层附近激发起静电波,发生模转换),且两者在不同情况下的相位不同,相互竞争使得吸收曲线出现上述变化.

为了与以前的文献结果对比,我们把吸收率表示为一些归一化的无量纲函数.取 $z > 0$ 区域等离子体的密度为线性分布, $g(z) = \omega_p^2(z)/\omega^2 = 4\pi e^2 n_0(z)/(m\omega^2) = \Delta + z/l$,其中 $\Delta = \omega_p^2(0)/\omega^2$,计算中取 $\Delta = 0.005$, $k_0 l = 10, \beta = 0.01$.则吸收率可表示为入射角 θ 及电子回旋频率与入射波频率的比值 α (即 $\alpha = \omega_{ce}/\omega$; α 为负值时代表磁场沿负 x 轴方向)的函数.

图6,7为本文结果与文[10]结果的比较,可以看出差别很小.图7中,在 α 较大时,本文结果与文[10]稍有差别.文[10]中没有给出其计算吸收率时对边界条件的处理方法.其对模转换产生的静电波采取唯象的耗散方法,而我们采用的是让静电波自由出射到 $z < 0$ 区域的稀薄等离子体中.此外,在线性情况下,其所用的模耦合方程也与本文稍有不同.但从最后的结果对比来看,差别较小.

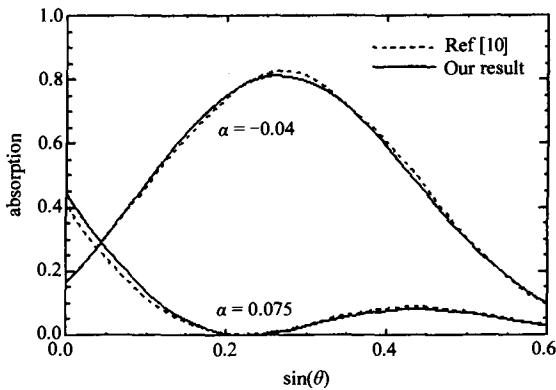


图6 不同 α 值下吸收率随入射角度的变化关系

Fig.6 Absorption coefficient as a function of incidence angle

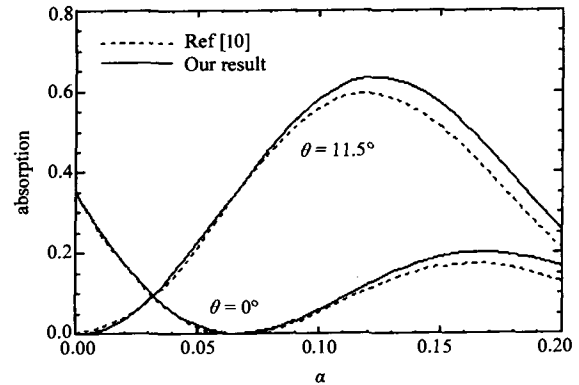


图7 不同入射角 θ 下吸收率随 α 的变化关系

Fig.7 Absorption coefficient as a functions of α

4 结论

与非磁化等离子体相比,磁化等离子体中的模转换效应具有新的特点,磁场的加入,一方面使得吸收率相对入射角的分布发生小的偏移,零角度入射(即垂直入射)时的吸收率不为零;另一方面使得正负角度范围内的两个峰值吸收率不相等;若正角度范围内的吸收率提高,则负角度范围内的吸收率就降低.磁场吸收率的提高或降低由 $B_0 \times \nabla n_0(z) \cdot k$ 的正负来确定,当其值为正时提高吸收率,反之降低吸收率.本文结果对于解释电磁波与实验室等离子体相互作用中的非碰撞型的吸收效应具有指导意义.

[参 考 文 献]

- [1] Ginzburg V L. Propagation of electromagnetic waves in plasmas[M]. Oxford: Pergamon Press, 1970: 260 - 280.
- [2] Forslund D W, Kindel J M, Lee Kenneth, Lindman E L, Morse R L, Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma[J]. Phys Rev A, 1975, 11: 679 - 683.
- [3] Means R W, Muschietti L, Tran M Q, Vaclavik J. Electromagnetic radiation from an inhomogeneous plasma: theory and experiment[J]. Phys Fluids, 1981, 24: 2197 - 2207.
- [4] Barr H C, Boyd T J M, Gardner G A, Rankin R. Inverse resonance absorption in an inhomogeneous magnetized plasma[J]. Phys Fluids, 1985, 28: 16 - 18.
- [5] Willes A J, Cairns Iver H. Banded frequency structure from linear mode conversion in inhomogeneous plasmas[J]. Phys Plasmas, 2003, 10: 4072 - 4078.
- [6] Grebogi C, Liu C S, Tripathi V K. Upper-hybrid-resonance absorption of laser radiation in a magnetized plasma [J]. Phys Rev Lett, 1977, 39: 338 - 341.

- [7] Thide B, Kopka H, Stubbe P. Observations of stimulated scattering of a strong high-frequency radio wave in the ionosphere [J]. *Phys Rev Lett*, 1982, **49**: 1561 – 1569.
- [8] Hinkel-Lipsker D E, Fried B D, Morales G J. Analytic expressions for mode conversion in a plasma with a linear density profile [J]. *Phys Fluids B*, 1992, **4**: 559 – 575.
- [9] Yin L, Ashour-Abdalla M. Mode conversion in a weakly magnetized plasma with a longitudinal density profile [J]. *Phys Plasmas*, 1999, **6**: 449 – 462.
- [10] Woo Wee, Estabrook Kent, DeGroot J S. Resonant absorption of laser by a magnetized plasma [J]. *Phys Rev Lett*, 1978, **40**: 1094 – 1097.
- [11] Bellan P M. An effective numerical method for linear mode conversion problems [J]. *J Comput Phys*, 1997, **136**: 654 – 659.
- [12] Stix T H. *Waves in plasmas* [M]. New York: American Institute of Physics, 1992: 339 – 378.

Resonance Absorption via Mode Conversion in Magnetized Inhomogeneous Plasma

HU Youjun, YANG Weihong, CHEN Yinhua, ZHANG Yu

(CAS Key Laboratory of Basic Plasma Physics, School of Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract: Resonance absorption of p-polarized electromagnetic wave by mode conversion in magnetized inhomogeneous plasma is investigated numerically as external magnetic field is perpendicular to density gradient. Different from an unmagnetized inhomogeneous plasma, the mode conversion coefficient in a magnetized inhomogeneous plasma depends on a cooperation of the incident direction, the density gradient direction and the direction of external magnetic field.

Key words: magnetized inhomogeneous plasma; electromagnetic wave; linear mode conversion; resonance absorption