

# 束-离子通道电磁模式的边界效应分析<sup>\*</sup>

苏 东<sup>1)</sup> 唐昌建<sup>1)</sup> 刘濮鲲<sup>2)</sup>

1) 四川大学物理科学与技术学院, 成都 610065)

2) 中国科学院电子学研究所, 北京 100080)

(2006 年 9 月 4 日收到, 2006 年 10 月 30 日收到修改稿)

考虑束-离子通道边界上等离子体电子可能发生的扰动, 导出了 TM 模本征方程的理论式. 通过对理论结果的数值模拟计算, 在阶跃边界情况下将束-离子通道与一般介质波导的电磁关系进行了比较, 发现束-离子通道可以通过改变等离子体频率来控制其工作模式. 分析对照扰动电荷边界与阶跃边界对束-离子通道电磁模式的影响, 观察到在扰动电荷边界情况下, 束-离子通道在低频区域 ( $\omega < \omega_p$ ,  $\omega_p$  为等离子体频率) 内截止频率显著提高, 并在高频区域 ( $\omega > \omega_p$ ) 内出现了新的电磁模式. 研究结果对离子通道激光 (ICL) 和离子通道电子回旋脉塞 (ICECM) 的设计提供重要的理论依据.

关键词: 束-离子通道, 阶跃边界, 扰动电荷边界, 电磁模式

PACC: 5275, 5240D, 4110H

## 1. 引 言

实验发现, 当相对论电子束入射等离子体空间时存在两个基本物理过程. 一是电子束推开等离子体电子, 在其传输的轨道柱上留下相对不动的暂态离子群, 被称为离子通道 (ion channel). 其次, 在一定条件下, 利用通道中离子空间电荷场对相对论电子束的聚焦方式 (ion focused regime), 使系统能够产生从毫米波到激光束的高能电磁辐射, 这是一个复杂的物理过程, 蕴藏着丰富的研究内容并具有重大的技术开发前景. 20 世纪 90 年代初美国的 Whittum 等人提出了离子通道激光 (ICL) 的概念<sup>[1]</sup>. 它是利用强流电子束通过等离子体时形成的离子通道, 使沿通道运动的电子在离子静电力聚焦的作用下产生 Betatron 振荡并与辐射波耦合, 电子将能量交给波, 使波得到增长, 从而得到有效的微波或光波输出. 利用相对论电子束在离子通道中传播时所诱发的电磁不稳定性, 其机理较为复杂而受到相关领域学者高度关注<sup>[2-6]</sup>. 就目前的情况看, 研究工作主要集中在短束脉冲的 ICL. 在  $\tau \ll \tau_e$ <sup>[1]</sup> 的限制条件下 ( $\tau$  为电子束脉冲的脉宽,  $\tau_e$  为等离子体电子的振荡周期),

被入射电子束排出的等离子体电子在通道边界上未能及时形成振荡, 通道外围被处理为准中性等离子体态<sup>[3]</sup>. 这里, 本文将此类边界定义为阶跃边界. 当入射电子束向长束脉冲发展时, 如果限制条件不能满足, 边界上被排出的等离子体电子在高频场的作用下必然会发生振荡而形成本文所定义的扰动电荷边界. 为了深入研究离子通道激光的束-波相互作用问题, 必须对不同边界情况下束-离子通道的场模结构进行研究, 为进一步的实验工作提供理论依据.

## 2. 物理模型

图 1 为所研究的系统结构图. 电子束沿轴向射入光滑波导内的均匀等离子体空间. 由于电子束的入射使等离子体中的电子被排开. 设被排开的等离子体电子分布在  $\rho = b$  的圆柱面上而处于非稳定平衡位置, 并在  $b \leq \rho \leq d$  区域内为准中性等离子体, 其等效介电常数为  $\epsilon = \epsilon_0(1 - \omega_p^2/\omega^2)$ <sup>[7]</sup>, 其中  $\omega_p = \sqrt{n_e e^2/\epsilon_0 m}$  ( $n_e$ ,  $e$  和  $m$  分别为等离子体电子密度、电子电量绝对值和电子质量) 为等离子体频率. 由通道内排出的电子在  $\rho = b$  处形成的电荷面密度为

$$\rho_{ad} = -\frac{n_e e b}{2}, \quad (1)$$

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金(批准号:10576019)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: tchangjian@yahoo.com.cn, 542160287@sina.com.cn

该式表示通道边界上分布的静态电荷密度,即通道内无高频电磁波时的边界电荷密度分布.其中,负号表示为负电荷, $b$  为离子通道半径,且  $b = a \sqrt{n_b/n_e}^{[3]}$ ,  $n_b$  为电子束密度, $a$  为电子束半径.研究中假定:在  $\rho \leq b$  范围内  $\nabla \cdot n_i \approx 0$ ,  $n_i$  为离子密度,且入射电子束的微扰动对通道内电磁模式的影响可略.由于 ICL 的束-波相互作用主要发生在纵向上<sup>[3 8-10]</sup> 因此本文将讨论在两类不同边界情况下 TM 波模的模式问题.

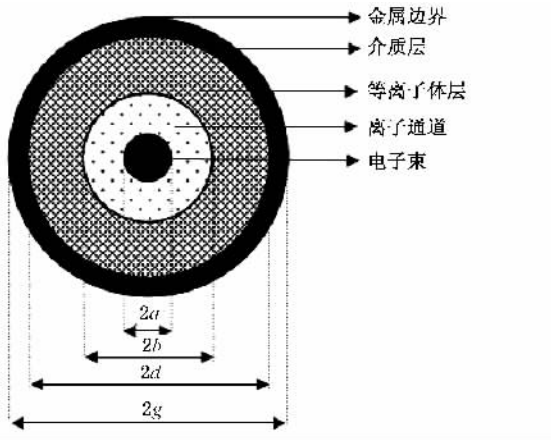


图 1 束-离子通道系统示意图

### 3. 边界电荷在外电磁波中的扰动

在高频电磁波的作用下,考虑 TM 波模及柱坐标系中的角对称性,设电子束的速度、电流密度均在径向  $a_\rho$  和纵向  $a_z$  上有交变量( $a_\rho$  和  $a_z$  为径向和纵向两个方向的单位矢量),各交变量随时间变化的因子为  $\exp(j\omega t)$ ,空间变化因子为  $\exp(-jk \cdot x)$ ,其中  $k = a_\rho k_\rho + a_z k_z$  为波矢, $x = a_\rho \rho + a_z z$  为空间位置向量.这样,边界上电子的扰动速度,以及由此引起的扰动电流密度可写成<sup>[7]</sup>

$$v_1 = a_\rho v_{1\rho} + a_z v_{1z}, \tag{2}$$

$$J_1 = a_\rho J_{1\rho} + a_z J_{1z}. \tag{3}$$

边界上的扰动电流密度也可表示为

$$J_1 = \rho_s v_1. \tag{4}$$

对边界上的等离子体电子,其洛伦兹运动方程为

$$\frac{dv_1}{dt} = -\frac{e}{m}(E + v_1 \times B), \tag{5}$$

其中电场  $E$  和磁场  $B$  分别为高频电磁波的电场和磁场分量.上式左边  $v_1$  对时间的全导数可展开为

$$\frac{dv_1}{dt} = \frac{\partial v_1}{\partial t} + \frac{\partial v_1}{\partial \rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial v_1}{\partial z} \frac{dz}{dt}$$

$$\begin{aligned} &= j\omega v_1 - jk_\rho v_{1\rho} v_1 - jk_z v_{1z} v_1 \\ &= (j\omega - k_\rho v_{1\rho} - k_z v_{1z})v_1, \end{aligned}$$

式中,  $k_\rho v_{1\rho} = \omega v_{1\rho} / v_{pe}^{[7]}$ .  $v_{pe}$  为电磁波沿  $a_\rho$  方向的相速度,  $v_{1\rho}$  为电子扰动速度的  $a_\rho$  分量.由于边界上电子的扰动速度远小于波的相速度  $v_{1\rho} \ll v_{pe}$ ,因此有

$$k_\rho v_{1\rho} \ll \omega.$$

同理

$$k_z v_{1z} \ll \omega.$$

故有

$$\frac{dv_1}{dt} = j\omega v_1, \tag{6}$$

于是方程(5)成为

$$j\omega v_1 = -\frac{e}{m}(E + v_1 \times B). \tag{7}$$

实际上,低温等离子体电子的速度远小于光速,因此时变磁场对电子的作用力远小于时变电场的作用力<sup>[7]</sup>,因此只需保留电场的作用力.(7)式的分量式为

$$j\omega v_{1\rho} = -\frac{e}{m}E_\rho, \tag{8}$$

$$j\omega v_{1z} = -\frac{e}{m}E_z, \tag{9}$$

解之得

$$v_{1i} = j\frac{e}{\omega}E_i \quad (i = \rho, z), \tag{10}$$

代入(4)式可得

$$J_1 = -j\rho_s \frac{e}{\omega}E = -j\frac{\epsilon_0 \omega_p^2}{\omega}E, \tag{11}$$

该扰动电流密度是由边界上的等离子体电子在高频电磁波的作用下发生速度扰动而形成的.

### 4. 束-离子通道系统中电磁波的解

圆柱坐标系中电磁波的解满足亥姆霍兹方程,其解可由博格尼斯函数法给出.对非轴对称 TM 波,要求各层折射率指数相同<sup>[7]</sup>,一般不易做到,因而没什么实用价值,因此本文分析轴对称 TM 波.由博格尼斯函数法可得图 1 各层场分量的解分别为<sup>[11]</sup>

I 区,在  $\rho \leq b$  区域

$$\begin{aligned} E_{1\rho} &= -j\beta T_1 A J_0'(T_{1\rho}) e^{-j\beta z}, \\ E_{1z} &= T_1^2 A J_0(T_{1\rho}) e^{-j\beta z}, \\ H_{1\varphi} &= -j\omega \epsilon_0 T_1 A J_0'(T_{1\rho}) e^{-j\beta z}. \end{aligned} \tag{12}$$

Ⅱ 区,在  $b \leq \rho \leq d$  区域为等离子体层

$$\begin{aligned} E_{2\rho} &= -j\beta T_2 [BI'_0(T_2\rho) + CK'_0(T_2\rho)]e^{-j\beta z}, \\ E_{2z} &= -T_2^2 [\beta T_0(T_2\rho) + CK_0(T_2\rho)]e^{-j\beta z}, \\ H_{2\varphi} &= -j\omega\epsilon_2 T_2 [BI'_0(T_2\rho) + CK'_0(T_2\rho)]e^{-j\beta z}. \end{aligned} \quad (13)$$

Ⅲ 区,  $d \leq \rho \leq g$  为介质层

$$\begin{aligned} E_{3\rho} &= -j\beta T_3 [DJ'_0(T_2\rho) + EN'_0(T_2\rho)]e^{-j\beta z}, \\ E_{3z} &= T_3^2 [DJ_0(T_2\rho) + EN_0(T_2\rho)]e^{-j\beta z}, \\ H_{3\varphi} &= -j\omega\epsilon_3 T_3 [DJ'_0(T_2\rho) + EN'_0(T_2\rho)]e^{-j\beta z}. \end{aligned} \quad (14)$$

其中  $A, B, C, D, E$  为待定常数,  $J_0, N_0, I_0, K_0$  分别为零阶第一类贝塞尔函数、第二类贝塞尔函数以及第一类变型贝塞尔函数和第二类变型贝塞尔函数. 由于在边界处切向电场连续, 三个区域内纵向相移常数应均为  $\beta$ . 纵向相移常数  $\beta$  和横向相移常数  $T_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) 与空间相移常数的关系分别为

$$\begin{aligned} \beta^2 + T_1^2 &= k_1^2 = \frac{\omega^2}{c^2}, \\ \beta^2 + T_2^2 &= k_2^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \\ \beta^2 + T_3^2 &= k_3^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_3 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_{3r}, \end{aligned} \quad (15)$$

其中  $c$  为真空中光速. 由各界面边界电磁条件, 可得以下五个边界条件方程

$$\begin{aligned} E_{3z}(\rho = g) &= 0, \\ E_{3z}(\rho = d) - E_{2z}(\rho = d) &= 0, \\ E_{2z}(\rho = b) - E_{1z}(\rho = b) &= 0, \\ H_{3\varphi}(\rho = d) - H_{2\varphi}(\rho = d) &= 0, \\ H_{2\varphi}(\rho = b) - H_{1\varphi}(\rho = b) &= J_s = J_{1z}(\rho = b), \end{aligned} \quad (16)$$

其中  $J_{1z}(\rho = b)$  为 (11) 式中电流密度  $a_z$  分量, 且电场  $a_z$  分量连续, 这里选 Ⅱ 区电场分量, 即  $E_{2z}(\rho = b)$ . 将 (11) 式和各场分量代入上面边界条件的方程, 考虑到  $J'_0 = -J_1, N'_0 = -N_1, K'_0 = -K_1, I'_0 = I_1$ , 可得

$$\begin{aligned} DJ_0(T_3g) + EN_0(T_3g) &= 0, \\ T_3^2 [DJ_0(T_3d) + EN_0(T_3d)] \\ + T_2^2 [BI_0(T_2d) + CK_0(T_2d)] &= 0, \\ -T_2^2 [BI_0(T_2b) + CK_0(T_2b)] - T_1^2 AJ_0(T_1b) &= 0, \\ \epsilon_3 T_3 [DJ_1(T_3d) + EN_1(T_3d)] \\ + \epsilon_2 T_2 [BI_1(T_2d) - CK_1(T_2d)] &= 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B\epsilon_2 T_2 I_1(T_2b) - C\epsilon_2 T_2 K_1(T_2b) \\ + A(\epsilon_0 T_1 J_1(T_1b) - J_0(T_1b)\epsilon_0 T_2 b\omega_p^2/\omega^2) &= 0. \end{aligned} \quad (17)$$

这是一组具有待定常数的五阶齐次线性方程组, 它有非零解的条件是其系数行列式为零. 通过化简可得本征值方程为

$$\frac{J_1(T_1b)}{J_0(T_1b)} = \frac{X}{Y}, \quad (18)$$

其中式  $X$  和  $Y$  分别为

$$\begin{aligned} X &= D[T_3g, T_3d] \left[ \epsilon_{2r}^2 T_1 T_2 A(T_2b, T_2d) \right. \\ &\quad \left. + \epsilon_{2r} T_1 T_2 T_3 b \frac{\omega_p^2}{\omega^2} B(T_2b, T_2d) \right] \\ &\quad + E[T_3g, T_3d] \left[ \epsilon_{3r} \epsilon_{2r} T_1 T_2 B(T_2d, T_2b) \right. \\ &\quad \left. - \epsilon_{3r} T_1 T_2^2 b \frac{\omega_p^2}{\omega^2} C(T_2d, T_2b) \right], \\ Y &= \epsilon_{2r} T_2 T_3 B(T_2b, T_2d) D[T_3g, T_3d] \\ &\quad - \epsilon_{3r} T_2^2 C(T_2d, T_2b) E[T_3g, T_3d], \end{aligned}$$

上式中

$$\begin{aligned} A(x, y) &= I_1(x)K_1(y) - I_1(y)K_1(x), \\ B(x, y) &= I_0(x)K_1(y) + I_1(y)K_0(x), \\ C(x, y) &= I_0(x)K_0(y) - I_0(y)K_0(x), \\ D(x, y) &= J_0(x)N_0(y) - J_0(y)N_0(x), \\ E(x, y) &= J_0(x)N_1(y) - J_1(y)N_0(x). \end{aligned}$$

在式  $X$  的表达式中,  $\epsilon_{2r} T_1 T_2 T_3 b \frac{\omega_p^2}{\omega^2} B(T_2b, T_2d)$  以及  $-\epsilon_{3r} T_1 T_2^2 b (\omega_p^2/\omega^2) C(T_2d, T_2b)$  两项为扰动电荷边界所激发的数学项. 由 (15) 式可得

$$T_1^2 + T_2^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2}, \quad (19)$$

$$T_3^2 - T_1^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2} (\epsilon_{3r} - 1). \quad (20)$$

由于方程 (18) 为超越方程无法给出解析解, 因而可联立方程 (18) (19) (20) 给出 TM 的模式解以及  $T_1, T_2, T_3$  与  $\omega$  的关系, 进而由 (15) 式中第一式得出  $\beta$  与  $\omega$  的关系, 即色散关系.

## 5. 束-离子通道中电磁模式分析

在对上述理论结果进行数值计算之前, 有关物理量的归一化处理如下  $\bar{T}_1 = bT_1, \bar{T}_2 = bT_2, \bar{T}_3 = bT_3, \bar{b} = 1, \bar{d} = d/b, \bar{g} = g/b, \bar{\beta} = b\beta, \bar{\omega}_p = b^2\omega_p^2/c^2, \bar{\omega} = b^2\omega^2/c^2$ . 模型结构参数为  $\bar{b} = 1, \bar{d} = 10, \bar{g} = 10.5$ ,

$\epsilon_{3r} = 2$ . 在阶跃边界条件下忽略式  $X$  中由扰动电荷边界所激发的项, 通过与一般介质波导的比较来分析其特性. 图 2 和图 3 所示为介质波导<sup>[7]</sup>和阶跃边界下束-离子通道中本征值方程的图解. 图中实线和虚线分别表示 (18) 式左端和右端的函数值, 交点代表了可能存在的模式. 对比两图可以看出在介质波导 (图 2) 中随归一化频率  $V$  的增加交点增多, 即出现了更多的模式. 而在束-离子通道系统中, 随等离子体频率  $\bar{\omega}_p$  的增加交点也增多, 但由于等离子体的引入, 束-离子通道中在低频 I 区 ( $\bar{\omega} < \bar{\omega}_p$ ) 和 高频 II 区 ( $\bar{\omega} > \bar{\omega}_p$ ) 其解出现了明显的差异. 从图 3 中可以看出, 在低频时出现了新的模式. 此外, 从图 3 中还可以看出, 交点位置和数目受等离子体频率的限制. 例如, 在  $2.4048 < \bar{\omega}_p < 5.5201$  ( $2.4048$  和  $5.5201$  为  $J_0(T_1b) = 0$  的两个根) 范围内, 交点在 II 区中被限制在 (18) 式左端函数的第一支, 且只有一个交点, 即此时束-离子通道能在单模下工作. 由此可以通过调整等离子体频率 (密度) 来控制束-离子通道中电磁波的工作模式和模式数. 为了研究在给定等离子体频率情况下, 电磁波频率与解的关系, 计算结果如图 4 所示. 选定  $\bar{\omega}_p = 4$  时, 随频率  $\bar{\omega}$  的变化其交点仍被限制在 II 区中 (18) 式左端函数的第一支, 且一个频率只有一个交点, 即对不同频率时上述结论仍然成立.

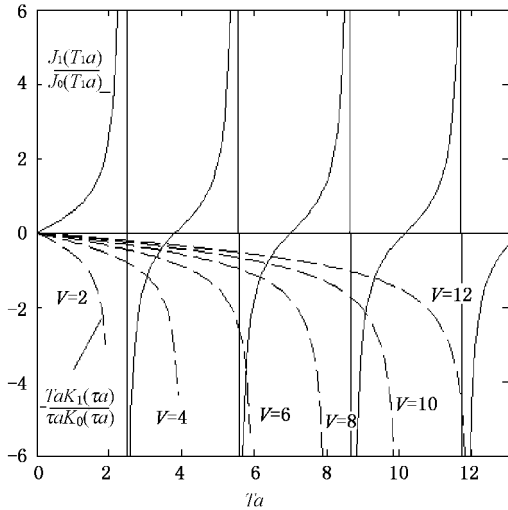


图 2 介质波导中 TM 模

为了研究扰动电荷边界对束-通道电磁模式的影响, 数学上需要考虑式  $X$  中由扰动电荷边界所激发的项. 比较和分析扰动电荷边界与阶跃边界下束-离子通道本征值方程的图解, 来研究扰动电荷边界

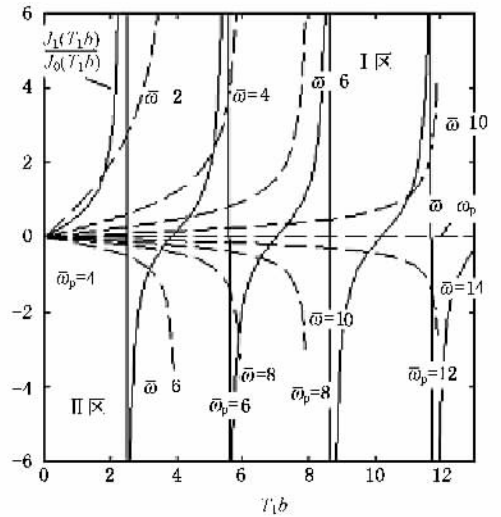


图 3 阶跃边界下束-离子通道中 TM 模

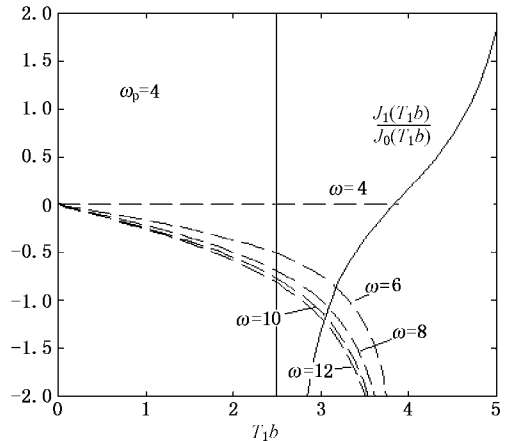


图 4  $\bar{\omega}_p = 4$  时  $TM_{01}$  模与电磁频率关系的图解

对束-离子通道中电磁模式的影响. 先考虑高频的情况. 为了便于比较, 选用了相同的参数  $\bar{\omega}_p$  和  $\bar{\omega}$ . 如图 5 和图 6 所示, 分别给出了不同  $\bar{\omega}_p$  和  $\bar{\omega}$  的曲线. 从两图可以看出随着等离子体频率  $\bar{\omega}_p$  的增加出现更多的交点, 即存在更多的导波模. 由图 6 可以看出其中  $\bar{\omega} = \bar{\omega}_p$  为水平线,  $\bar{\omega} \geq \bar{\omega}_p$  的交点都在其下方, 即出现在 II 区. 图 5 中由于边界电荷扰动的影响, 曲线整体向上移动, 使交点的范围扩大而进入 I 区, 出现了新的模式.

低频情况的计算如图 7 和图 8 所示. 对比两图可以看出, 由于扰动电荷边界的影响使得在低频区域内, 曲线上移而导致了在相同等离子体频率和电磁波频率下与 (18) 式同一支的交点所对应的  $T_1b$  增大. 由 (15) 式中第一式可知  $\bar{\beta}^2 = \bar{\omega}^2 - (T_1b)^2$ , 要保证束-离子通道中为导波模必须有  $\bar{\beta}^2 > 0$ . 计算表

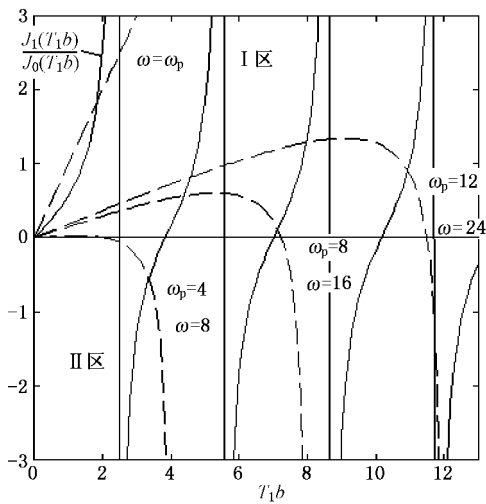


图 5 扰动电荷边界本征值方程在高频的图解

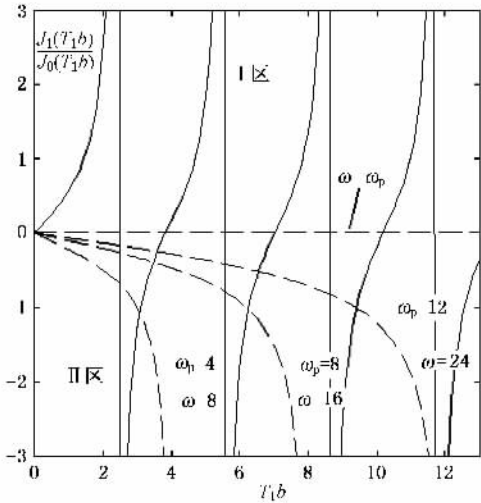


图 6 阶跃边界本征值方程在高频的图解

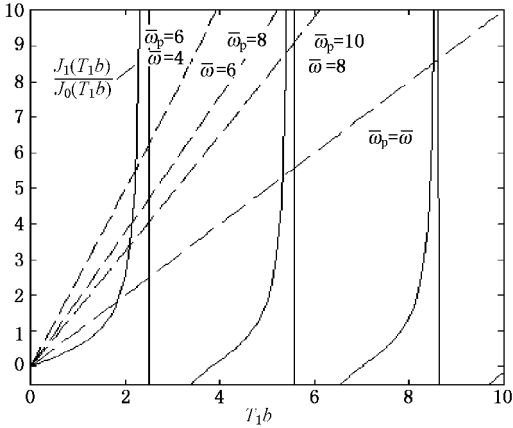


图 7 扰动电荷边界本征值方程在低频的图解

明,在低频时可能存在模式的  $T_1 b$  随  $\bar{\omega}$  的减小而增大,则必然存在一频率使得  $\bar{\beta}^2 = 0$ ,此时为截止状态.由于扰动边界使  $T_1 b$  增大,必然使束-离子通道在相同条件下的截止频率增大.即扰动电荷边界使低频区截止频带加宽.从物理机理上考虑,这是因为离子通道中被排出的等离子体电子分布在  $\rho = b$  处,使得在该处等离子体密度增大而导致边界附近的等离子体频率比阶跃边界时明显增加的缘故.

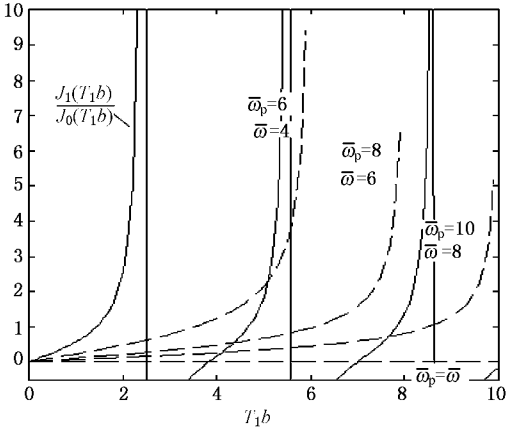


图 8 阶跃边界本征值方程在低频的图解

6. 结 论

通过本论文的工作,可以得到如下结论:  
调整束-离子通道的等离子体密度(即改变等离子体频率)能实现对束-离子通道中电磁波模式的控制,当  $2.4048 < \bar{\omega}_p < 5.5201$  ( $2.4048$  和  $5.5201$  为  $J_0(Tb) = 0$  的两个根)时束-离子通道在高频区域内可实现在单模下工作.比较阶跃边界下束-离子通道和介质波导本征值方程的图解,可以看出,在阶跃边界情况,束-离子通道的电磁模式随  $\bar{\omega}_p$  的增加而有所扩展.对照束-离子通道中 TM 模波在扰动电荷边界和阶跃边界下的差异发现:在扰动电荷边界情况下,处于低频范围内的束-离子通道电磁截止频率明显提高,而在高频频范围内出现新的电磁模式.产生这一现象的物理机理是,离子通道中被排出的等离子体电子在边界  $\rho = b$  处受传输电磁波的作用而产生振荡的原因所致.

- [ 1 ] Whittum D H , Sessler A M , Dawson J M 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2511
- [ 2 ] Gong H R , Gong Y B , Tang C J , Wang W X , Wei Y Y , Huang M Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 159 ( in Chinese ) [ 巩华荣、宫玉彬、唐昌建、王文祥、魏彦玉、黄民智 2005 物理学报 **54** 159 ]
- [ 3 ] Wang B , Tang C J , Liu P K 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5553 ( in Chinese ) [ 王 斌、唐昌建、刘濮鲲 2006 物理学报 **55** 5553 ]
- [ 4 ] Tang C J , Liu P K , Liu S G 1996 *J. Phys. D : Appl. Phys.* **29** 90
- [ 5 ] Li W , Xie H Q , Wei Y Y *et al* 2003 *High Power Laser and Particle Beams* . **14** 749 ( in Chinese ) [ 李 伟、谢鸿全、魏彦玉等 2003 强激光与粒子束 **14** 749 ]
- [ 6 ] Liu P K , Xiong C D , Liu S G , Tang C J , Qian S J 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 892 ( in Chinese ) [ 刘濮鲲、熊彩东、刘盛纲、唐昌建、钱尚介 1997 物理学报 **46** 892 ]
- [ 7 ] Zhang K Q , Li D J 2002 *Electromagnetic theory for microwave and optoelectronics* The second edition ( Beijing : Publishing House of Electronics Industry ) ( in Chinese ) [ 张克潜、李德杰 2002 微波与光子学中的电磁场理论 , 第二版 ( 北京 : 电子工业出版社 ) ]
- [ 8 ] Wu J Q , Liu S G 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 1946 ( in Chinese ) [ 吴坚强、刘盛纲 物理学报 **46** 1946 ]
- [ 9 ] Tang C J 2005 *International Journal of Electronics* **92** 489
- [ 10 ] Wu J Q , Xiong C D , Liu S G 1996 *International J. of Electronics* **81** 207
- [ 11 ] Borgnis M 1939 *Ann. d. Phys.* **35** 276

## Boundary effect analysis of electromagnetic mode in the beam-ion channel \*

Su Dong<sup>1)</sup> Tang Chang-Jian<sup>1)†</sup> Liu Pu-Kun<sup>2)</sup>

1) College of Physical Science and Technology , Sichuan University , Chengdu 610065 , China )

2) Institute of Electronics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China )

( Received 4 September 2006 ; revised manuscript received 30 October 2006 )

### Abstract

Considering the disturbance of the plasma electrons at the beam-ion channel boundary , the eigen-equation of TM mode has been derived. On the basis of comparing the electromagnetic characteristics of the beam-ion channel with a traditional medium waveguide for the condition of a step-boundary defined in this paper , the numerical simulation results show that by changing the plasma frequency one can control the electromagnetic working mode in ion channel. Analyzing the influence of the disturbed charge boundary and the step-boundary on electromagnetic mode in the beam-ion channel , one can find that the cut-off frequency of the beam-ion channel have increased in the low frequency range effectively (  $\omega < \omega_p$  ,  $\omega_p$  is the plasma frequency ) and some new electromagnetic modes appear in the high frequency range (  $\omega > \omega_p$  ) with the disturbed charge boundary. These findings can provide an important theoretical basis for the design of the ion channel electronics cyclotron maser ( ICECM ) and the ion channel laser ( ICL ).

**Keywords :** beam-ion channel , step-boundary , disturbance charge boundary , electromagnetism mode

**PACC :** 5275 , 5240D , 4110H

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China and China Academy of Engineering and Physics ( Grant No. 10576019 ).

† Communication author. E-mail : tchangjian@yahoo.com.cn , 542160287@sina.com.cn