

低杂波有质动力的非线性二维效应

李大丰 马中芳 陈 激

(中国科学院等离子体物理研究所)

1981年5月22日收到

提 要

本文在窄谱条件下讨论了大功率低杂波 ($|E| \sim 1.5 \text{ kV/cm}$) 对等离子体边界密度分布的影响。发现沿磁场方向有明显的非线性密度不均匀,它足以影响 $N_e \sim 1$ 的长波的传播。在垂直磁场方向,当等离子体内部(比如托卡马克隔板附近)存在反射时,沿低杂波通道将出现与驻波场相应的串接的密度空穴,等离子体整体平移的图象不再适用。

一、引 言

电磁波有质动力对等离子体密度分布及射流轨迹的影响已在专门实验中得到验证^[1]。大功率低杂波实验中也发现了非线性的功率反射^[2]。Morales 和 Lee 首先考虑了高密度等离子体中低杂波的有质动力效应^[3]。而低密度区电磁波满足的非线性方程则为 Krapchev 和 Bers 以及 Chan 和 Chu 从不同角度推导过^[4,5]。由于等离子体边缘的粒子密度和温度都比内部低得多,所以有质动力在这个区域引起的非线性效应将更为明显。Chan 和 Chu 以及 Fukuyama 等人的计算表明:非线性密度降落限制了大功率低杂波的耦合效率^[5,6]。

迄今为止,对低密度区非线性密度修正的观察仅限于一维(垂直磁场方向)和低密度区内侧无反射的情况。但在线性范围内的数值计算表明:托卡马克等离子体低密度区内侧一般存在着非 WKB 反射^[7]。有质动力的二维效应显然也是重要的,因为它破坏了等离子体介质沿磁场方向的均匀性。

我们讨论了窄谱电场的二维有质动力效应,所选择的边界条件使我们有可能对低密度区内侧有反射的情况作一些观察。结果表明:在低密度区内侧存在反射的情况下,非线性密度分布呈现和驻波场相应的明显的起伏,不再符合等离子体整体向内侧平移的图象^[6]。沿磁场方向的局部密度不均匀尺度小于低杂波的真空波长,因此沿磁场方向的长波可能被部分地捕获在低杂波通道中。我们的讨论仅限于稳态过程。

二、物理模型及方程

Chan 和 Chu 从双流方程出发推导了单色波 ($\mathbf{E}(x, z, t) = \hat{E}(x)e^{i(k_z z - \omega t)}$) 满足的非线性方程。显然,对于窄谱情况 ($\mathbf{E}(x, z, t) = \hat{E}(x, z)e^{i(k_z z - \omega t)}$, $|\partial_z \hat{E}/\hat{E}| \ll |K_z|$),

推导可以是类似的. 在此, 我们仅利用简化的模型来说明主要的思想和步骤.

等离子体的流体描述方程通常表为

$$\partial_t N_\alpha + \nabla \cdot (N_\alpha \mathbf{V}_\alpha) = 0, \quad (1)$$

$$m_\alpha \partial_t \mathbf{V}_\alpha + m_\alpha (\mathbf{V}_\alpha \cdot \nabla) \mathbf{V}_\alpha = q_\alpha \mathbf{E} + \frac{q_\alpha}{c} (\mathbf{V}_\alpha \times \mathbf{B}) - \frac{\nabla P_\alpha}{N_\alpha}, \quad (2)$$

其中 α 表征离子 (i) 或电子 (e). $q_i = -q_e = e$. $P_\alpha = T_\alpha N_\alpha$, 其中 T_α 是 α 粒子的温度, 对于等温情况, $\nabla P_\alpha = T_\alpha \nabla N_\alpha$. 如果所讨论的扰动速度远小于扰动传播的速度, 方程可作线性处理.

在线性冷等离子体近似下, 粒子在电磁场中的运动可表为

$$\mathbf{V}_\alpha = \mathbf{M}_\alpha \cdot \mathbf{E},$$

其中 $\mathbf{M}_\alpha$ 是迁移张量

$$\mathbf{M}_\alpha = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \begin{pmatrix} \frac{-i\omega}{\omega_{c\alpha}^2 - \omega^2}, & \frac{\omega_{c\alpha}}{\omega_{c\alpha}^2 - \omega^2}, & 0 \\ \frac{-\omega_{c\alpha}}{\omega_{c\alpha}^2 - \omega^2}, & \frac{-i\omega}{\omega_{c\alpha}^2 - \omega^2}, & 0 \\ 0, & 0, & \frac{i}{\omega} \end{pmatrix}.$$

对于低杂波, $\omega^2 \sim \omega_{ci} \cdot |\omega_{ce}|$, 因而 $\mathbf{M}_\alpha$ 可近似地表为

$$\mathbf{M}_e = \frac{ie}{m_i \omega} \begin{pmatrix} 1 & i\sqrt{m_e/m_i} & 0 \\ -i\sqrt{m_e/m_i} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{m_i}{m_e} \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{M}_i = \frac{ie}{m_i \omega} \begin{pmatrix} 1 & i\sqrt{m_e/m_i} & 0 \\ -i\sqrt{m_e/m_i} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

比较以上诸张量元可知: 粒子的迁移率以电子沿磁场方向的为最大. 这是因为电子具有小的质量并且在 z 方向不受磁场约束的缘故. 在通常的慢波激发条件下, 电场分量 E_y 一般可忽略不计, 因而粒子的横向运动主要由 E_x 决定. 由低密度色散关系, $E_x/E_z \sim [k_z/k_\perp][1 - n/n_c]^{1/2}$. 对于通常的低杂波发射谱 ($n_z \sim 5-10$), $|k_z/k_\perp| \sim 1$. 因此在 $n < 10^2 n_c$ 的低密度区, E_x/E_z 是 10^0 量级的量. 由此可见, 在等离子体低密度区, 粒子对低杂波的响应主要表现为电子沿磁场方向的运动.

我们假设在弱非线性效应下, 以上事实基本不变, 因而采用一维电子气体模型. 在此模型下, 等离子体低密度区的介电性质保持不变

$$S = 1, \quad D = 0, \quad P = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2.$$

在简化模型下, 双流体方程 (1), (2) 由一维(沿磁场 z 方向)电子方程所代替

$$\partial_t N_e + \partial_z (N_e V_e) = 0, \quad (1')$$

$$m_e \partial_t V_e + m_e V_e \cdot \partial_z V_e = -e E_z - \frac{T}{N_e} \partial_z N_e. \quad (2')$$

方程中的符号意义符合通常的理解. ∂_t 和 ∂_x 分别表示对时间 t 和空间变数 x 作偏导数. (2') 式中的 T 通常系指电子温度, 但此处也不妨理解为电子温度与离子温度之和, 这是因为尽管忽略了离子对高频场的响应, 但在考虑低频有质动力和热张力平衡中, 离子热张力的贡献是不可忽视的.

在弱非线性条件: $|V_e/V_{pe}| < 1$ (其中 V_{pe} 是扰动沿 z 方向的传播速度) 下, 我们可设方程中的扰动量具有慢调制的形式:

$$E_z = \text{Re}[\hat{E}(x, z)e^{i(k_x z - \omega t)}], \quad (3)$$

$$V_e = \text{Re}[\hat{V}(x, z)e^{i(k_x z - \omega t)}], \quad (4)$$

$$N_e = n_0(x) + \delta n(x, z) + \text{Re}[\hat{N}(x, z)e^{i(k_x z - \omega t)}]. \quad (5)$$

其中扰动量满足: $|\partial_x \hat{f}/\hat{f}| \ll |k_x|$. $n_0(x)$ 是平衡等离子体密度分布. $\delta n(x, z)$ 是有质动力引起的非线性密度分布修正, 假设它与时间无关是因为仅考虑稳态扰动. 根据电中性条件我们不考虑电场的慢变部分. 也未考虑电子沿磁场的漂移.

对于以上形式的解, (1) 式的高频线性扰动部分给出密度的小扰动性质:

$$|\hat{N}/(n_0 + \delta n)| \sim |V_e/V_{pe}| < 1.$$

据此可对 (2) 式中的热张力项作线性处理, 并得到方程 (2) 的高频线性扰动部分和时间平均部分:

$$-i\omega m_e \hat{V} = -e \hat{E} - T \partial_x \hat{N}/(n_0 + \delta n), \quad (2'-1)$$

$$m_e \langle V_e \partial_x V_e \rangle = -T \partial_x \hat{N}/(n_0 + \delta n). \quad (2'-2)$$

(2'-1) 式给出线性扰动关系, 在低密度区温度项可忽略不计. (2'-2) 式反映了有质动力与热张力的平衡, 此处将 T 理解为 $T_e + T_i$ 即是在低频作用中考虑了离子热张力的存在. 将 (2'-1) 式代入 (2'-2) 式便得到熟知的非线性密度修正公式

$$N = n_0 + \delta n = n_0(x) \exp[-|\hat{E}|^2/16\pi T n_e], \quad (6)$$

其中 $n_e = m_e \omega^2/4\pi e^2$, 是波的截止密度.

类似通常的作法, 利用 $\mathbf{j} = -c(n_0 + \delta n)\mathbf{V}_e$ 及麦克斯韦波动方程

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 \mathbf{E} - \frac{4\pi}{c^2} \partial_t \mathbf{j} = 0, \quad (7)$$

可以得到窄谱解满足的非线性方程

$$\partial_x^2 \hat{E} + (k_1^2 + 2ik_x \partial_x) \left(1 - \frac{n_0(x)}{n_e} e^{-\frac{|\hat{E}|^2}{16\pi T n_e}}\right) \hat{E} = 0. \quad (8)$$

在以上推导中我们已假设 $\partial_y = 0$, 并略去了 (∂_x/k_x) 的高次项. 式中 $k_1^2 = k_0^2 - k_x^2$, $k_0 = \omega/c$. 对于单色波, $\hat{E}$ 与 x 无关, 因而 (8) 式中的 $\partial_x = 0$, 此时的方程就是文献 [5] 中的 (27) 式.

三、定 解 条 件

考虑平衡等离子体密度分布满足 $n_0(0) \ll n_e$, 此时边界 ($x=0$) 附近的方程过渡为真空电磁波方程, 边界附近的解可作线性傅里叶展开:

$$E_z(x \approx 0, z) = \text{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_z(x, k_{\parallel}) e^{i(k_{\parallel} z - \omega t)} dk_{\parallel} \right]. \quad (9)$$

对于每一个 $k_{\parallel}$ 谱分量, 由 $\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \partial_t \mathbf{E}$ 及 $\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \partial_t \mathbf{B}$, 有 $\tilde{B}_y = ik_0 \partial_x \tilde{E}_z / k_{\perp}^2$. 定义波阻抗

$$\tilde{Z}(k_{\parallel}) = -k_0 \tilde{E}_z(k_{\parallel}) / k_{\perp} \tilde{B}_y(k_{\parallel}),$$

有: $\partial_x \tilde{E}_z = ik_{\perp} \tilde{E}_z / \tilde{Z}(k_{\parallel})$ (以上 $k_{\perp}^2 = k_0^2 - k_{\parallel}^2$). 如此, 边界电场沿 x 方向的偏导数可表为

$$\partial_x E_z(x \approx 0, z) = \text{Re} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{ik_{\perp}}{\tilde{Z}(k_{\parallel})} \tilde{E}_z(x, k_{\parallel}) e^{i(k_{\parallel} z - \omega t)} dk_{\parallel} \right]. \quad (10)$$

现设 $x = 0$ 处的电场具有如下形式的大 k_z 窄谱:

$$\tilde{E}_z(x = 0, k_{\parallel}) = \frac{\tilde{E}_0}{a \sqrt{\pi}} e^{-(k_{\parallel} - k_z)^2 / a^2}, \quad (11)$$

其中 $k_z \gg k_0$, $a \sim k_0$, $\tilde{E}_0$ 为任一复数. 则由 (9) 式有

$$E_z(x = 0, z) = \text{Re} [\tilde{E}_0 e^{-(\frac{a}{2})^2 z^2} \cdot e^{i(k_z z - \omega t)}]. \quad (9')$$

(9') 式给出的边界电场在 z 方向是局域的. 若以 $\Delta z = 4/a$ 表征场在空间有效存在的半宽度, 则在此空间内 (9') 式给出的电场具有方程 (8) 所要求的慢调制形式 (3). 将 (11) 式代入 (10) 式, 并利用大 k_z 窄谱特性分别取积分号中的 $k_{\perp} = ik_z$, $\tilde{Z}(k_{\parallel}) = \tilde{Z}(k_z)$, 得到

$$\partial_x E_z(x = 0, z) = \text{Re} \left[-\frac{k_z + ia^2 z / 2}{\tilde{Z}(k_z)} \cdot \tilde{E}_0 e^{-(\frac{a}{2})^2 z^2} \cdot e^{i(k_z z - \omega t)} \right]. \quad (10')$$

由 (9') 和 (10') 式可以立即得到电场包络 $\hat{E}(x, z)$ 在边界的相应的值:

$$\hat{E}(x = 0, z) = \tilde{E}_0 e^{-(\frac{a}{2})^2 z^2}, \quad (12)$$

$$\partial_x \hat{E}(x = 0, z) = -\tilde{E}_0 \frac{k_z + ia^2 z / 2}{\tilde{Z}(k_z)} e^{-(\frac{a}{2})^2 z^2}. \quad (13)$$

只要给定复参数 $\tilde{Z}(k_z)$, 我们便可将 x 当作时间变量而将 (12) 式和 (13) 式当作初条件数值解方程 (8). 方程中对 z 的偏商项由相应的差分代替. z 边界的电场可方便地取作零, 这是因为在有限的 x 区域我们考虑的电场在 z 方向有好的局域性.

四、结果与讨论

1. 基本参数与计算结果

选择的基本参数为: $k_0 = 0.21 \text{ cm}^{-1}$, $k_z = 2.1 \text{ cm}^{-1}$, $a = 0.2 \text{ cm}$, $\tilde{E}_0 = 5 \text{ cgse (1.5 kV/cm)}$, $T = 2_{10} 11 \text{ erg (12.5 eV)}$, $\tilde{Z}(k_z) = 1.0 - 0.1(i)$. 平衡等离子体分布为指数分布

$$n_0(x) = n_c \cdot (10^x - 1) / (10^{0.1} - 1)$$

和线性分布

$$n_0(x) = x \cdot 5_{10} 11 \text{ cm}^{-4}$$

图 1(a) 与图 1(b) 分别给出平衡等离子体密度分布为指数分布和线性分布时的非线性

性密度修正. 图 2 是图 1 取 $z = 0$ 的剖面. 图 3 (a) 是图 1(a) 取 $x = 0.75\text{cm}$ 的剖面, 而图 3(b) 是图 1(b) 取 $x = 0.6\text{cm}$ 的剖面.

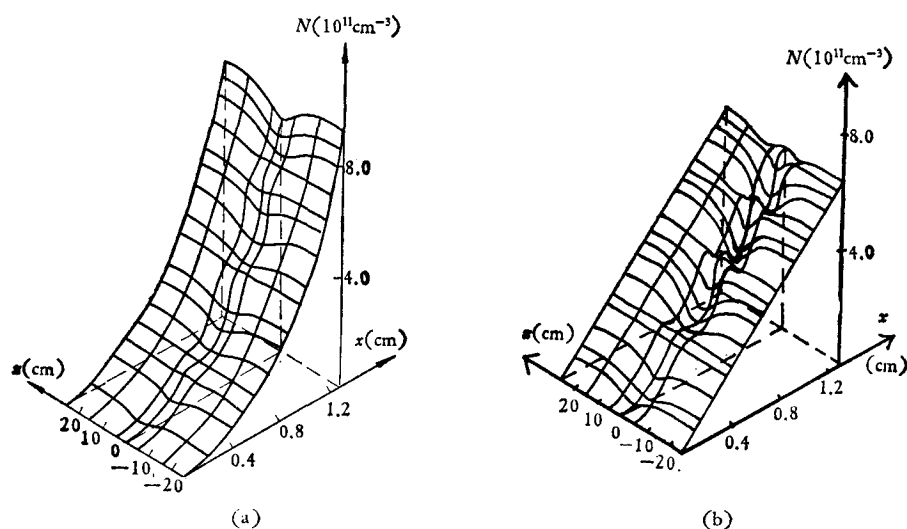


图 1

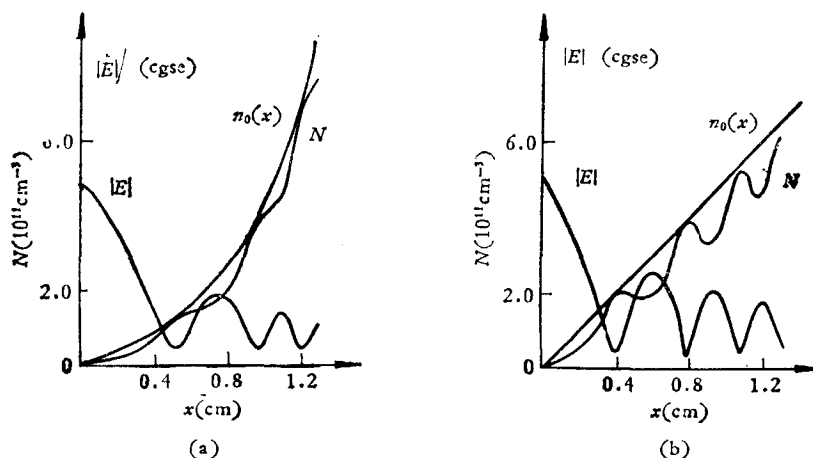


图 2

图 1 中密度分布曲面上出现的明显的凹坑显示了有质动力对介质的影响. 图 2 中的三条曲线分别代表平衡等离子体密度分布 ($n_0(x)$)、存在大功率电场时的非线性密度修正 (N) 以及相应的电场 ($|E|$) 分布. 由图 2 可见: 有质动力使等离子体截止层位置沿 x 方向向内推进, 从而低杂波衰减层增厚. 非线性密度分布呈现阶梯状甚至明显的凹坑, 密度起伏是由相应驻波场决定的. 在密度起伏处局部密度陡度可远超过平衡等离子体的密度梯度. 图 3 显示了沿磁场方向非线性密度分布的不均匀性, 密度相对降落达到 30% 左右, 局部密度空间不均匀尺度 $L_{nz} = (\partial_z N/N)^{-1} \sim 20\text{cm}$ 小于低杂波的真空波长 ($\sim 30\text{cm}$), 这意味着发射谱中少量的 $N_{\parallel} \sim 1$ 的波将在密度凹坑中遇到沿磁场方向的局部反射. 显然, 任何 z 方向的长波扰动的传播都会受到这种非线性不均匀的影响.

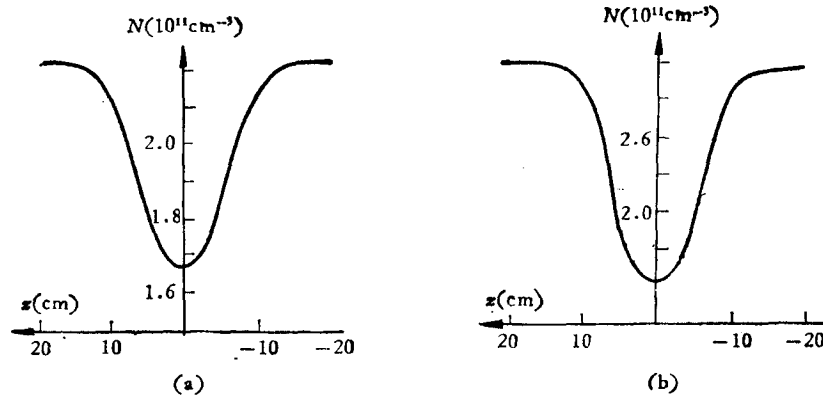


图 3

2. 讨论

1) 方程(8)是复函数 $\hat{E}$ 的偏微分方程, 对于大 k_x 谱, 方程左端第二项中的 $|k_x^2| \sim k_x^2$, 因而由窄谱条件: $|\partial_x/k_x| \ll 1$, 作为近似我们可略去含有算子 ∂_x 的项, 从而使方程具有单色波方程的形式:

$$\partial_x^2 \hat{E} + k_x^2 \left(1 - \frac{n_0(x)}{n_c} e^{-\frac{|\hat{E}|^2}{16\pi T n_c}} \right) \hat{E} = 0. \quad (8')$$

通过将 $\hat{E}(x, z)$ 表为 $\hat{E}(x, z) = |\hat{E}| \cdot e^{i\varphi}$ (其中 φ 是 $\hat{E}$ 的幅角), 可得到方程(8')的实数部分和虚数部分:

$$|\hat{E}| \cdot \partial_x^2 \varphi + 2 \cdot \partial_x |\hat{E}| \cdot \partial_x \varphi = 0, \quad (8'-1)$$

$$\partial_x^2 |\hat{E}| - (\partial_x \varphi)^2 \cdot |\hat{E}| + k_x^2 \left(1 - \frac{n_0(x)}{n_c} e^{-\frac{|\hat{E}|^2}{16\pi T n_c}} \right) |\hat{E}| = 0. \quad (8'-2)$$

(8'-1) 式给出沿 x 方向的守恒量: $|\hat{E}|^2 \cdot \partial_x \varphi = C(z)$, 它表征着 x 方向的能流密度, 其数值可由初条件确定. 将 $C(z)$ 代入(8'-2)式, 便得到 $|\hat{E}|$ 所满足的方程

$$\partial_x^2 |\hat{E}| = \frac{C^2(z)}{|\hat{E}|^3} - k_x^2 \left[1 - \frac{n_0(x)}{n_c} e^{-\frac{|\hat{E}|^2}{16\pi T n_c}} \right] |\hat{E}|. \quad (14)$$

非线性密度分布可由(14)式的解通过(6)式直接得到. 解方程(14)所需的条件可由二维问题的初条件(12)、(13)式导出:

$$|\hat{E}|_{(x=0,z)} = |\tilde{E}_0| e^{-\left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 z^2}, \quad (15)$$

$$\partial_x |\hat{E}|_{(x=0,z)} = -k_x \frac{Rc \tilde{Z}}{|\tilde{Z}|^2} |\hat{E}| \quad (x=0, 2), \quad (16)$$

$$C(z) = k_x \cdot \frac{z_m \tilde{Z}}{|\tilde{Z}|^2} \cdot |\hat{E}|^2 \quad (x=0, 2). \quad (17)$$

这样, 我们便可把复函数偏微分方程问题简化为含参量(z)的实函数常微分方程问题来处理.

我们比较了在同样参数条件下用二维方程(8)和用一维方程(14)计算的结果. 图4是两个剖面($z=0$ 和 $x=0.8$ cm)的例子, 其中实线是二维计算的结果, 短划线是一维

计算的结果。图 4 中实线与短划线给出的密度分布大致相同,表明对于非线性密度分布的定性观察,用一维方程进行计算是可行的。

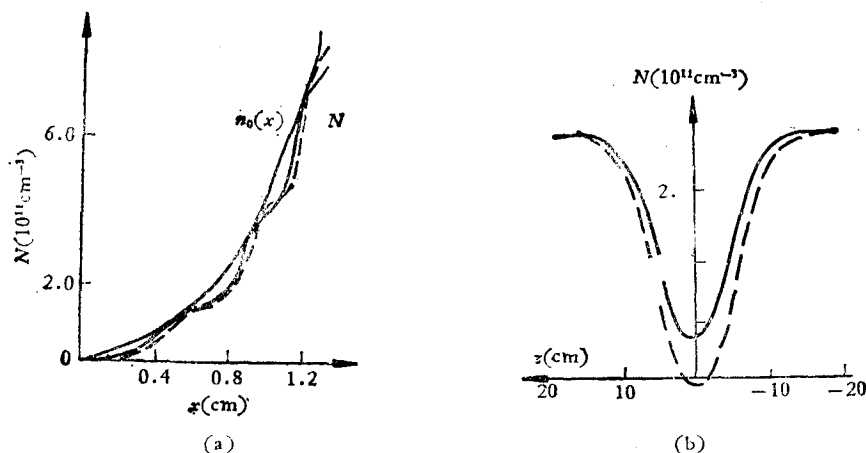


图 4

图 4(a) 中的两条曲线在大 x 处有些定量上的差别,这是用不同方法计算时误差积累引起的,但在 $x < 1\text{cm}$ 的区域中两个方程的计算结果基本一致。图 4(b) 中两条曲线的定性差别在于二维方程计算的非线性密度分布对于 $z = 0$ 轴不是严格对称的,而一维计算中由于忽略了 ∂_z 项并采用了对称边条件其结果不再能反映这种不对称性。但是在有限 x 区域这种不对称性是弱的,因而一维计算结果仍能反映二维结果的基本面貌。

2) 波阻抗 $\tilde{Z}(k_z)$ 的选择对计算结果会有明显的影响。图 5 是对于 $\tilde{Z} = 1.0 - 0.1(i)$ (实线)、 $0.6 - 0.3(i)$ (点线)和 $0.48 - 0.38(i)$ (短划线)用一维方程 (14) 计算的结果(取 $z = 0$)。它们具有大体相同的特征,即具有驻波场及相应的密度起伏,但驻波场的强度和波节位置有所不同,这说明波阻抗反映了等离子体内部的反射条件是不同的。我们知道,在同样的边界电场条件下,沿 x 方向的平均能流与波阻抗有如下关系: $S_x \propto S_x^* \equiv z_m \tilde{Z} / |\tilde{Z}|^2$ 。图 5 中三个波阻抗所对应的能流因子 S_x^* 分别为 0.1、0.7 和 1.0,其数值相对大小与图中显示的驻波场的相对强弱是一致的。

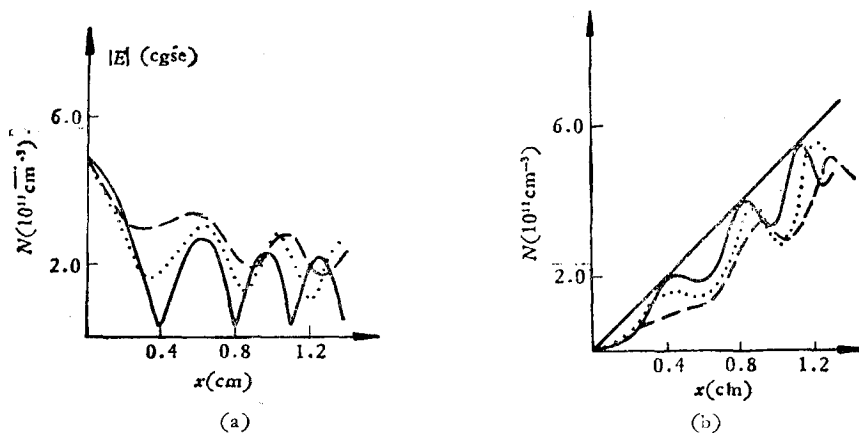


图 5

文献[6]指出:在不考虑低密度区内侧存在反射的情况下,非线性密度修正可以视为等离子体向内部的平移.利用这种整体平移的模型可以粗略地估算低密度区内侧无反射时的波阻抗能流因子(S_z^*),并与我们选择的阻抗参数作比较.其具体估算方法如下.

设平衡等离子体密度分布为线性分布,截止层厚度为 x_c ,在有质动力下等离子体向内平移距离为 x_p (如图6所示),则非线性密度修正后的截止层位置为: $x_c^N = x_c + x_p$.根据(6)式有

$$x_c^N \cdot \nabla n \cdot e^{-\frac{|\hat{E}(x_c^N)|^2}{16\pi T n_c}} = x_c \cdot \nabla n. \quad (18)$$

一般, $e^{-\frac{|\hat{E}(x_c^N)|^2}{16\pi T n_c}}$ 是小量,因而由(18)式有

$$x_p = x_c e^{\frac{|\hat{E}(x_c^N)|^2}{16\pi T n_c}}. \quad (19)$$

近似地, $|\hat{E}(x_c^N)|^2 \sim |\hat{E}(0)|^2 e^{-2|k_\perp|x_c^N} \sim |\hat{E}(0)|^2 \cdot (1 - 2|k_\perp|x_c^N)$.因而(19)式可化作

$$A x_p = B / x_p, \quad (20)$$

其中 $A = \exp[|k_\perp| |\hat{E}(0)|^2 / 8\pi T n_c]$, $B = x_c \cdot \exp[|\hat{E}(0)|^2 (1 - 2|k_\perp|x_c) / 16\pi T n_c]$.由(20)式可方便地确定非线性修正后的等离子体边界位置 x_p .利用Brambilla给出的公式[8]

$$\tilde{Z}_p = e^{-i\frac{\pi}{3}} \cdot \frac{\Gamma(4/3)}{\Gamma(2/3)} \cdot (9 \cdot |k_\perp| \cdot n_c / \nabla n)^{\frac{1}{2}}, \quad (21)$$

可以计算 x_p 处的波阻抗,而 $x = 0$ 处的波阻抗可由此折合为

$$\tilde{Z} = \frac{(1 - e^{-2|k_\perp|x_p}) + (1 + e^{-2|k_\perp|x_p})\tilde{Z}_p}{(1 + e^{-2|k_\perp|x_p}) + (1 - e^{-2|k_\perp|x_p})\tilde{Z}_p}. \quad (22)$$

这就是低密度区内侧无反射时的非线性波阻抗值(近似).

在选定的参数($k_z = 2.1$, $|\hat{E}(0)| = 5$, $\nabla n = 5_{10}11$)下,用以上方法估算低密度区内侧无反射时的波阻抗,其结果为 $\text{Re } \tilde{Z} \sim 0.43$, $\text{Im } \tilde{Z} \sim -0.40$ 相应能流因子 $S_z^* \sim 1.2$.将此值与 $\tilde{Z}$ 取作 $1.0 - 0.1(i)$ 时的能流因子 $S_z^* \sim 0.1$ 作比较,可知选择 $\tilde{Z} = 1.0 - 0.1(i)$ 意味着内部功率反射达到90%左右.以上的讨论可被视作对非自洽选定的边界波阻抗的物理含义提供了某些说明.

3) 图7以平衡等离子体密度分布为线性分布,取 $x = 0$ 的剖面比较了不同谱峰值位置(k_z 值)的情况(用一维方程计算).其中实线对应于 $k_z = 2.1$,短划线对应于 $k_z = 3.1$.由于 k_z 越大, x 方向的波长越短,因而大 k_z 波具有短而密集密度凹坑.

4) 图8以平衡等离子体密度分布为指数分布,取 $x = 0.7\text{cm}$ 的剖面比较了不同谱宽度参数(a)的情况(用二维方程计算).实线对应于 $a = 0.2$,短划线对应于 $a = 0.4$.图8表明较宽的谱($a = 0.4$)造成的沿磁场方向(z 方向)的局部密度不均匀比较窄的谱($a = 0.2$)所产生的更为严重.应该指出我们只是在 $a \ll k_z$ 的范围内作了比较,对于真

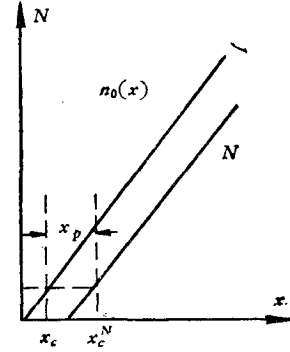


图 6

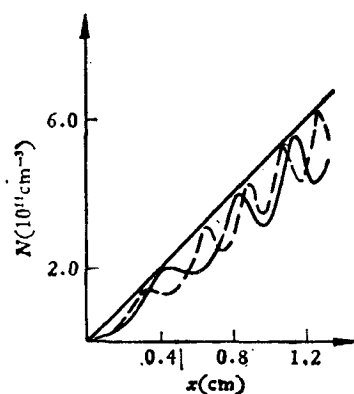


图 7

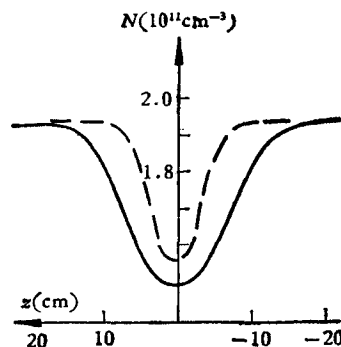


图 8

正的宽谱 (a 可以和 k_z 比较), 我们的边条件(13)式并不适用. 事实上, 宽谱中非线性波-波耦合对波阻抗的影响仍是没有解决的问题.

五、总 结

我们讨论了窄谱电场有质动力对等离子体边缘密度分布的二维影响. 所选择的边界波阻抗使我们观察到低密度区内侧存在强反射时的非线性密度修正. 计算结果表明:

1. 当低杂波发射场强达到 10^3V/cm 以上时, 有质动力将引起边界等离子体密度分布沿磁场方向发生明显的不均匀性, 其局部密度不均匀的空间尺度 (L_{nz}) 小于低杂波的真空波长, 因而这种不均匀将影响 $N_{\parallel} \sim 1$ 的长波及其它可能的长波扰动的传播. 对于宽发射谱, 这种局部不均匀性可能更为严重.

2. 在低密度区内侧存在波反射时, 非线性密度修正被视作整体平移的图象不再适用. 此时沿波的通道将出现串接的密度空穴, 空穴的密度相对降落可达百分之三十左右. 相应地, 沿垂直磁场方向的局部密度梯度会比平衡等离子体密度梯度大得多, 空穴的长度随谱峰值位置 (k_z) 的增大而减小.

参 考 文 献

- [1] J. R. Wilson and K. L. Wong, *Phys. Fluids*, **23**(3) (1980), 566.
- [2] Petula Group: In controlled Fusion and Plasma Physics (Proc. 9th European Conf, Oxford, 1979).
- [3] G. J. Morales and Y. C. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 930.
- [4] V. Krapcher and A. Bers, In proceedings of the Third Topical Conference on Radio-Frequency-Plasma Heating.
- [5] V. S. Chan and S. C. Chu, *Phys. Fluids*, **22**(9) (1979), 1724.
- [6] A. Fukuyama, T. Marishita and Y. Furutani, *Plasma Phys.*, **22**(1980).
- [7] Ma Zhongfang, Li Dafeng and Chen Ji, *Kexue Tongbao*, **26**(2) (1981).
- [8] M. Brambilla, *Nucl. Fusion*, **16**(1976), 47.

THE TWO-DIMENSIONAL NONLINEAR EFFECTS OF PONDEROMOTIVE FORCE OF LOWER HYBRID WAVE

LI DA-FENG MA ZHONG-FANG CHEN JI

(Institute of Plasma Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We discussed the nonlinear effects of ponderomotive force, which is exerted by powerful LH waves with large electrical fields ($|E| \sim 1.5$ kV/cm). An obvious nonlinear nonhomogeneity of density in the direction parallel to $\mathbf{B}_0$ has been found. It might be serious enough to influence the propagation of the long waves (such as waves with $N_{\parallel} \sim 1$). As for the direction perpendicular to $\mathbf{B}_0$, if there is reflection inside the plasma (for example, from the region close to the limiter of Tokamak), a series of density cavities might appear along the path of LH wave transmission, and the picture of plasma displacement is no longer suitable.