

激光等离子体细丝的场分布和共振吸收*

顾 敏 谭维翰

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文对激光等离子体细丝的场分布和共振吸收进行了理论研究。在冷等离子体的条件下,首先求得场方程以及电场的径向分量和轴向分量的解折表示式;然后,通过数值计算发现:在等离子体细丝的径向场存在一个隧道效应,即在径向共振点 r_0 附近,场出现极大值。

关键词: 激光等离子体;共振吸收;隧道效应。

一、引 言

最早的等离子体共振吸收理论^[1,2]是建立在 P 偏振斜入射的平面波,入射到有一线性密度梯度的等离子体的基础上。大量的实验证明^[3~8]:激光与等离子体相互作用时,如靶面功率密度分布不均匀,则由于有质动力、热效应和相对论效应的作用^[5],会形成许多在轴向和径向都有密度分布的等离子体细丝,电磁场一般不是平面波而是高斯光束^[9]。文献[3]在许多实验结果的基础上首次指出:高斯光束在等离子体细丝中也会产生共振吸收,即垂直入射的高斯光束,在非均匀等离子体中的传播等效于 P 偏振斜入射平面波在非均匀等离子体中的传播。并且从理论上证明了高斯光束的半径 a 与平面波的入射角相对应,即 $a = \sqrt{\frac{2}{\epsilon(0)}} \cdot \frac{\lambda}{\sin \theta_0}$ 。然而,文献[3]只讨论了沿激光方向的共振吸收,未对场的径向分布和吸收作进一步研究。

本文考虑冷等离子体除了沿 z 方向(轴向)有一个线性密度分布外,在径向(r 方向)还有一个密度分布。由Maxwell方程,我们首先求出场所满足的基本方程,及场的轴向分量 E_{1z} 和径向分量 E_{1r} 的解折解。在引入一个等效入射角 θ_0 ($\cos \theta_0 = \alpha_0$)之后,求出了径向共振点 r_0 和 z 方向的介电系数 $\epsilon'(z)$ 与等效入射角的关系。其次,对场分布、吸收作了详细的数值计算。首次获得了等离子体细丝中场的径向隧道效应。

二、等离子体细丝中场的基本方程

考虑一个等离子体细丝,除在 z 方向有一个线性密度分布外,在径向(r 方向)还有一个关于 z 轴对称的密度分布(图1)。这样的等离子体的介电系数 ϵ_1 将是 r, z 的函数。我们考虑两种情形:(1) r 与 z 可分离变量,

$$\epsilon_1(r, z) = \epsilon'(z) \epsilon''(r). \quad (1)$$

收稿日期: 1987年5月7日; 收到修改稿日期: 1988年1月19日

• 本课题得到中国科学院自然科学基金的资助。

(2)即前文[3]讨论的情况,

$$\varepsilon_1(r, z) = \varepsilon'(z) - \left(\frac{\omega_p}{\omega_0}\right)^2 \beta r^2. \quad (2)$$

(1)、(2)式中的 $\varepsilon'(z)$, $\varepsilon''(r)$ 分别为

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon'(z) &= -z/z_0, \\ \varepsilon''(r) &= 1 - \beta r^2. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

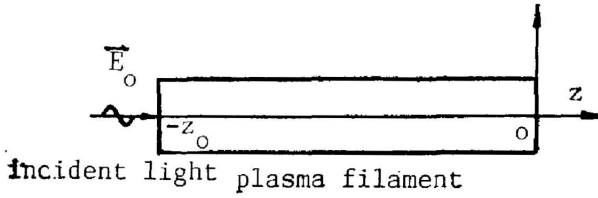


Fig. 1 Schematic diagram of interaction of laser with a plasma filament

其中 z_0 是 z 方向的特征长度。设电场垂直入射到界面, 对这样一个场和等离子体系统, 在 $T_e=0$ (冷等离子体) 时, 由 Maxwell 方程和流体力学方程^{9, 10}可获得磁场所满足的波动方程

$$\left(\nabla^2 + \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 \varepsilon_1 \right) \mathbf{H}_1 + \frac{\nabla \times \varepsilon_1 \times \nabla \times \mathbf{H}_1}{\varepsilon_1} = 0. \quad (4)$$

设 \mathbf{e}_r , \mathbf{e}_z , \mathbf{e}_φ 分别为柱坐标中 r , z , φ 方向的单位矢量。讨论共振吸收只需要 H_φ , E_z , E_r 三个分量, 故设

$$\mathbf{H}_1 = H_\varphi \mathbf{e}_\varphi. \quad (5)$$

下面先讨论介电系数可分离变量的情况。由(1)和(5)式以及方程(4)可得

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 H_\varphi - \frac{H_\varphi}{r} + \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 \varepsilon_1 H_\varphi - \frac{1}{\varepsilon'} \cdot \frac{\partial \varepsilon'}{\partial z} \cdot \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} - \frac{1}{\varepsilon''} \cdot \frac{\partial \varepsilon''}{\partial r} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r H_\varphi &= 0, \\ \frac{\partial H_\varphi}{\partial \varphi} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中第二式表示 H_φ 是关于 z 轴对称的。若在 $z=z_1$ 附近求解场方程 ($0 \leq |z_1| < z_0$), 于是

$$\varepsilon_1 = (1 - \beta r^2) (-z/z_0) = -z/z_0 + \beta r^2 z/z_0 \approx -z/z_0 + \beta r^2 z_1/z_0. \quad (7)$$

用分离变量法, 令

$$H_\varphi(r, z) = R(r)G(z). \quad (8)$$

代入(6)式的第一式, 可得

$$\left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{2\beta}{1-\beta r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r - \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 \varepsilon'(z_1) \beta r^2 + \lambda \right] R(r) = 0. \quad (9)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\varepsilon'} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \varepsilon'(z) \frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2 \varepsilon'(z) - \lambda \right] G(z) = 0. \quad (10)$$

其中 λ 是本征值。方程(9)、(10)就是我们用来描写细丝中电磁场的基本方程。由(5)、(8)式及 Maxwell 方程^{9, 10}, 可求得电场 \mathbf{E}_1 的轴向分量 E_{1z} 和径向分量 E_{1r} 分别为

$$\left. \begin{aligned} E_{1z} &= \frac{c}{i\omega_0 \varepsilon_1} G(z) \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r R(r), \\ E_{1r} &= -\frac{c}{i\omega_0 \varepsilon_1} R(r) \frac{\partial}{\partial z} G(z). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

参照定义轴向共振点的方向^{1, 2}, 也可定义一个径向共振点 r_0 , 即 $\varepsilon''(r_0) = 0$, 由(3)式可得

$$r_0 = 1/\sqrt{\beta}. \quad (12)$$

将方程(9)、(10)用 r_0 归一化, 即 $r \rightarrow r/r_0$, $z \rightarrow z/r_0$ 。经归一化后, $r=1$ 为共振点, 并且有

$$\left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{2}{1-r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r - c_1^2 r + \lambda_1 \right] R(r) = 0, \quad (13)$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{\varepsilon'} \cdot \frac{\partial \varepsilon'}{\partial z} \cdot \frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \varepsilon'(z) r_0^2 - \lambda_1 \right] G(z) = 0. \quad (14)$$

其中

$$\lambda_1 = \lambda r_0^2, \quad c_1^2 = \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \varepsilon'(z_1) r_0^2. \quad (15)$$

对第二种介电系数不可分离变量情形,也可按上述方法推导(见附录)。

三、场的基本方程求解

1. 基本方程的求解

先讨论方程(13)的解。

$$\eta = r^2, \quad R(r) = \eta^{-1/2} \sqrt{1-\eta} \{ \exp[-c_1 \eta/2] \} u(r). \quad (16)$$

代入(13)式,化简后得

$$4 \frac{d^2 u}{d\eta^2} - 4c_1 \frac{du}{d\eta} - \frac{3}{(1-\eta)^2} u + \frac{\lambda_1}{\eta} u = 0. \quad (17)$$

下面分 $r \ll 1$ (远离共振点) 和 $r \sim 1$ (在共振点附近) 两种情况讨论其解。

(a) $r \ll 1$ 参照文献[1]的解法, (17)式中第三项的贡献可略去不计,并令

$$u = \eta V, \quad \xi = c_1 \eta. \quad (18)$$

则方程(17)化为

$$\xi \frac{d^2 V}{d\xi^2} + (2-\xi) \frac{dV}{d\xi} + \left(\frac{\lambda_1}{4c_1} - 1 \right) V = 0. \quad (19)$$

这是一个 Laguerre 方程, 当 $M = \frac{\lambda_1}{4c_1} - 1$ 为自然数时, 有一个多项式解^[11], 即

$$V = L_M^1(\xi). \quad (20)$$

其中 $L_M^1(\xi)$ 是一个广义 Laguerre 多项式, 利用(16)和(20)式, 可将 $R(r)$ 写成

$$R(r) = c_1 \sqrt{1-r^2} r \{ \exp(-c_1 r^2/2) \} L_M^1(c_1 r^2). \quad (21)$$

这里 c_1 是由于 Laguerre 多项式的正交归一化要求而引入的。

(b) $r \sim 1$ 按 Denisov 方法^[1], 令

$$u = u_1 \cdot u_2, \quad (22)$$

则(17)式化为

$$4 \frac{d^2 u_1}{d\eta^2} - 4c_1 \frac{du_1}{d\eta} + \frac{\lambda_1}{\eta} u_1 = 0, \quad (23)$$

$$\frac{d^2 u_2}{dx^2} - 2b \frac{du_2}{dx} - \frac{3}{4x^2} u_2 = 0. \quad (24)$$

其中

$$x = \eta - 1, \quad b = \frac{c}{2} - \frac{d \ln u_1}{dx} \Big|_{x=0}. \quad (25)$$

方程(23)与方程(17)略去第三项后是一样的, 所以 u_1 的解也就是 u 的解。方程(24) u_2 的解法可参照文献[1]中类似方程的解法。最后, 可 u_1, u_2 写出

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= \eta L_M^1(c_1 \eta), \\ u_2 &= \sqrt{x b} (\exp bx) K_1(bx). \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

其中 $K_1(bx)$ 是一阶第一类变型贝塞耳函数^[11], 利用它的零点展开式, 则 $R(r)$ 为

$$R(r) = c_1 r L_M^1(c_1 r^2) \{ \exp(-c_1 r^2/2) \} b^{-1/2}. \quad (27)$$

现在再讨论方程(14)的解。先取

$$\lambda_1 = (1 - \alpha_0^2) c_1^2. \quad (28)$$

这个式子的意义将在下面阐明, 将其代入(14)式, 并取 $(1 - \alpha_0^2) \varepsilon'(z_1) \simeq (1 - \alpha_0^2) \varepsilon'(z)$, 便有

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\varepsilon'} \cdot \frac{d\varepsilon'}{dz} \cdot \frac{d}{dz} + \rho_1^2 \varepsilon'(z) \right] G(z) = 0, \quad (29)$$

式中 $\rho_1^2 = \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 r_0^2 \alpha_0^2$, 又令 $X = -\varepsilon'(z) = z/z_0$, 则有

$$\left[\frac{d^2}{dX^2} - \frac{1}{X} \cdot \frac{d}{dX} - \rho_1^2 X \right] G = 0. \quad (30)$$

参照文献[12], 可求得

$$G = BX K_{2/3} \left(\frac{2}{3} \rho_1 X^{3/2} \right), \quad (31)$$

式中的系数 B 按 G 在 $X=0$ 取归一化而定。又根据 Airy 函数与 $K_{2/3}$ 的关系^[13], 有

$$G(z) = A'_i (\rho_1^{2/3} z/z_0) / A'_i(0), \quad (32)$$

其中 A'_i 是 Airy 函数的导数。

2. 关于解的讨论

(a) λ_1 的意义 如果细丝在 z 方向是均匀的, 则有

$$H_\varphi = R(r) \exp \left[i \left(\frac{\omega_0}{c} \right) \sqrt{\varepsilon'} \alpha z \right], \quad \varepsilon' \text{ 为常数.} \quad (33)$$

其中 $\alpha = \cos \theta$, θ 是入射角。将(33)式代入方程(6)的第一式, 并用 r_0 归一化, 得

$$\left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{2}{1-r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r - \frac{1}{r^2} + (\lambda' - c'^2 r^2) \right] R(r) = 0, \quad (34)$$

其中

$$\lambda' = c'^2 (1 - \alpha^2), \quad c'^2 = \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 \varepsilon' r_0^2. \quad (35)$$

由方程(34)可定义一个径向反射点 r_m 满足

$$\lambda' - c'^2 r_m^2 = 0, \quad \text{即} \quad r_m^2 = 1 - \alpha^2. \quad (36)$$

当 $\alpha=0$ 时 ($\theta=90^\circ$), $r_m=1$, 为共振点, 即反射点与共振点重合, 当 $\alpha=1$ 时 ($\theta=0$, 垂直入射), $r_m=0$, 即反射点在 z 轴上。由 Laguerre 函数的渐近展开行为^[14]可知: 当 $r > r_m$ 时, Laguerre 函数单调下降至零; 而 $r < r_m$ 时, 为振荡解。参照方程(13)的解法, 在 $r \ll 1$ 时, 方程(34)的解为

$$R(r) = c' \sqrt{1-r^2} r \{ \exp(-c' r^2/2) \} L_M^1(c' r^2), \quad (37)$$

$$M = \lambda'/4c' - 1, \quad c' = 4(M+1)/(1-\alpha^2). \quad (38)$$

比较等离子体在 z 方向为非均匀分布的方程(13)和均匀分布的(34), 其形式是相同的, 所以, 在解(13)式时可令 $\lambda_1 = c_1^2 (1 - \alpha_0)$, $\alpha_0 = \cos \theta_0$, ∂ 是一个等效入射解。

(b) 由(15)和(38)式, 可得

$$\frac{4(M+1)}{1-\alpha_0^2} = \left(\frac{\omega_0}{c} \right) r_0 \sqrt{\varepsilon'(z_1)}. \quad (39)$$

如果细丝的径向共振点 r_0 固定, 则 α_0 的改变, 表示沿 z 轴的介电系数 $\varepsilon'(z_1)$ 的变化(图 2)。

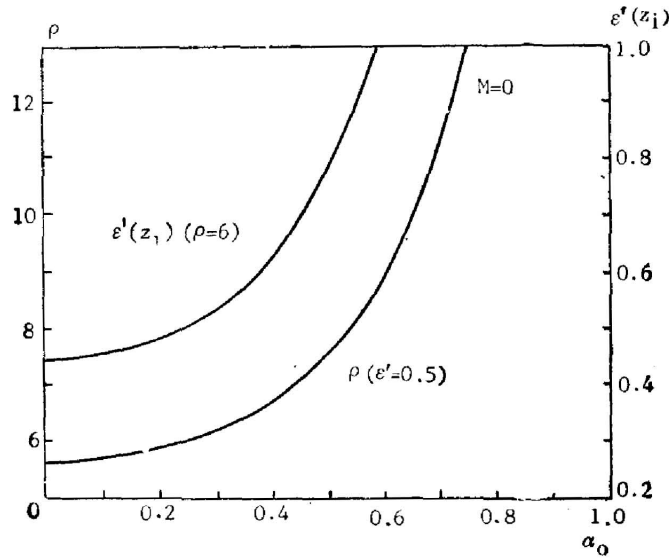


Fig. 2 Dependences of $\varepsilon'(z_1)$ and ρ on α_0

$$\sqrt{\varepsilon'(z_1)} = \frac{4(M+1)}{1-\alpha_0^2} \left(\frac{\omega_0}{c} r_0 \right)^{-1} \quad (40)$$

如果固定 z_1 , 则 α_0 的变化表示细丝共振点 r_0 的变化(图 2)。

$$\rho = \frac{\omega_0}{c} r_0 = \frac{4(M+1)}{1-\alpha_0^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon'(z_1)}} \quad (41)$$

四、数值计算和讨论

1. 电场 E_{1r} 和 E_{1z} 的径向分布

在图 3 中给出了按(11)、(21)和(31)式计算的 E_{1z} 和 E_{1r} 随 r 的变化曲线。图中曲线

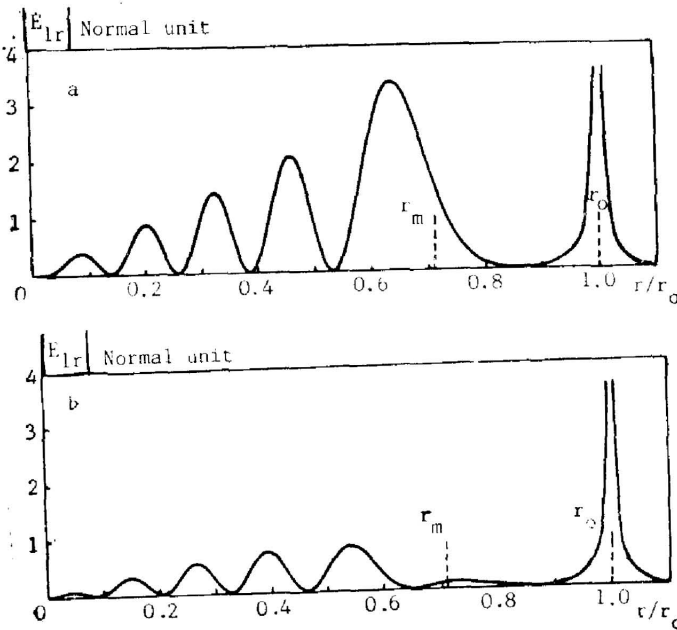


Fig. 3. The radial distribution of the field components E_{1r} and E_{1z} varying with r ($M=4, \alpha_0=0.7$)

已对 $rd\varphi$ 积分, 表示在一个圆环内电场叠加, 并取 $z \approx 0$ 。

(a) 在 $0 \sim r_m$ 区域内, 电场是一个振荡的驻波, 类似于轴向的驻波 (Airy 函数); 当 $r > r_m$ 时, 电场迅速阻尼至零, 而在 $r = 1$ 处出现一个极大值。这是因为 $E_{1r} \propto \varepsilon''^{-1}(r)$, 如果 $\varepsilon''(r) = 1 - \beta r^2 + i\nu_{\text{eff}}/\omega_0$, 则 ν_{eff} 决定了极值的大小。这种效应称为径向隧道效应。由于细丝在径向有一密度梯度, 才导致这种等离子体细丝中特有的效应。

(b) 在 $r < r_m$ 时, E_{1r} 的包络是单调增加的 (图 3a), 而 E_{1z} 的包络 (图 3b) 不是单调增加。 E_{1r} 的极大值位置与 E_{1z} 的极小值位置对应, 反之亦然。模式指标 M 愈大, 驻波振荡频率愈高。

(c) 若在计算时将 c_1 用 c' 代替 (35) 式, 则图 3 也表示沿 z 轴均匀分布的细丝中场的径向分布。

2. 场的共振吸收

(a) 细丝沿 z 方向均匀的情况 图 4 给出一组 (M 不同) E_{1r} 分量在共振点 ($r = 1$) 处随入射角 θ ($\alpha = \cos \theta$) 的变化曲线, 主要特征是: (i) 对于固定的模式指标 M , 曲线存在一个极大值。极大值所对应的 θ_m 为 67° 和 73° ($M = 3, 0$), 相应的细丝共振点 r_{0m} 为 $0.5\lambda_0$ 和 $3\lambda_0$; (ii) 如果 θ 很小, 相当于 α 趋于 1。这表明, 垂直入射时, 反射点 r_m 远离共振点, 波不能有效地在 $r \sim 1$ 处产生共振吸收; 反之当 θ 较大, 即 α 很小, 耦合到 E_{1r} 分量的场较小, 反射点与共振点重合, 隧道效应消失, 因此, 当 α 适当时, 才有较强的隧道效应。

(b) 当等离子体细丝在 z 方向有一个线性密度梯度的情况 在共振点 ($r \approx 1$) 处, E_{1r} 和 E_{1z} 随 α_0 的变化如图 5 和 6 所示。图 5 是 r_0 固定的 $|E_{1r}| - \alpha_0$ 曲线, 图 6 是 $\varepsilon'(z_1)$ 固定, 即在 z 轴上位置固定的 $|E_{1r}| - \alpha_0$ 曲线。

(i) 如果 r_0 固定, α_0 的变化按 (40) 式反映了 $\varepsilon'(z_1)$ 的变化, 即 z_1 的变化。故图 5 的极值也可理解为 E_{1z} 沿 z 轴的分布有一个极大值。按 (40) 式, 可求出极值对应的空间位置为 $-0.07 z_0$, 很靠近 z 轴上的共振点, 但出现在径向共振点 $r = 1$ 处。 E_{1z} 分量的分布没有极值出现。

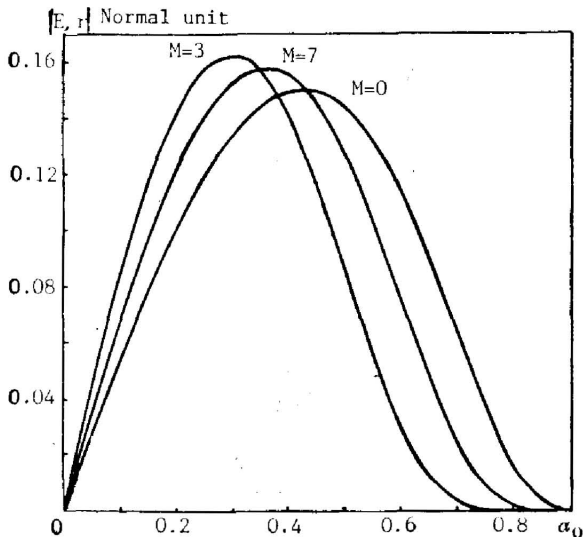


Fig. 4 The variance of the field component E_{1r} with α in a uniform filament along the z -direction

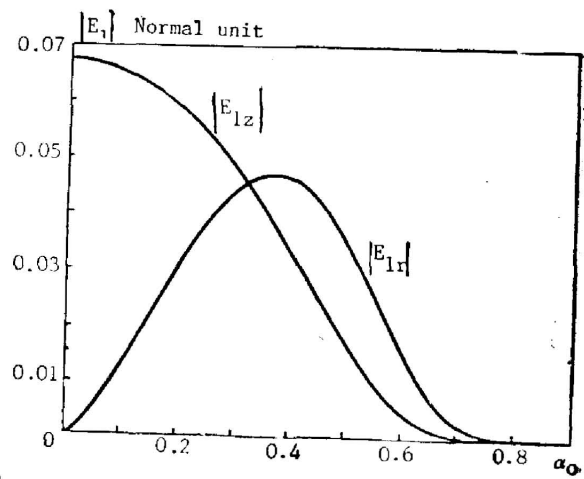


Fig. 5 The variance of the field components E_{1r} and E_{1z} with α_0 for a given resonance point r_0 ($\omega_0 r_0/c = 70, M = 3$)

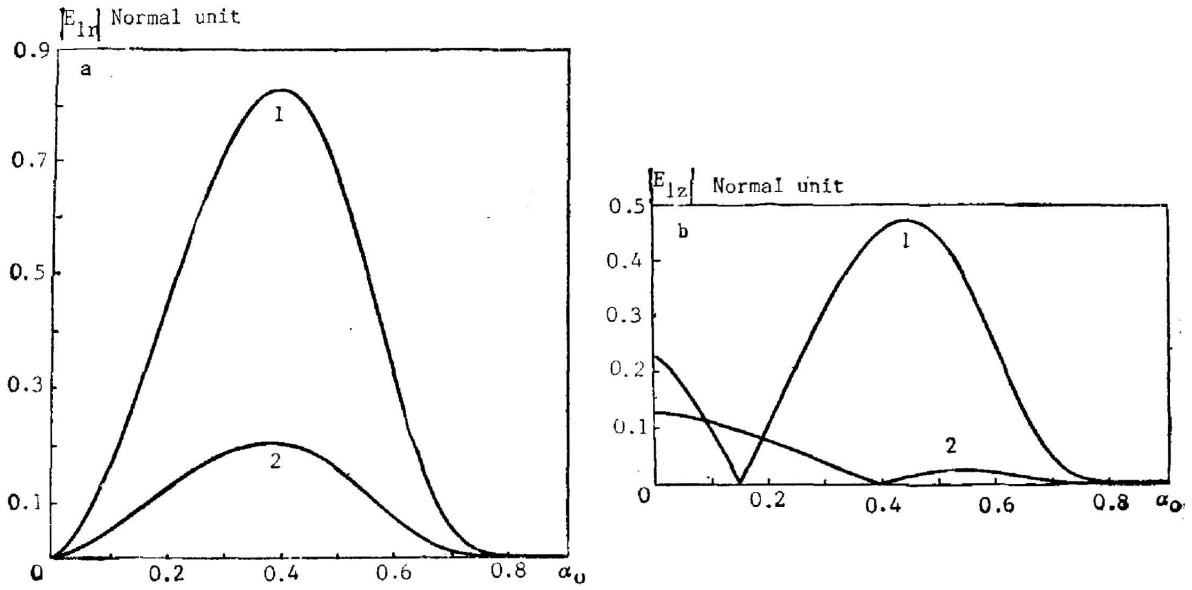


Fig. 6 The variance of the field components E_{1r} and E_{1z} with α_0 for a fixed position along the s -axis (a: $E_{1r}-\alpha_0$; b: $E_{1z}-\alpha_0$) curve 1 $s'(z_1)=0.6$, curve 2 $s'(z_1)=0.2$

(ii) 图 6 所示, z_1 固定后的 $E_{1r}-\alpha_0$ 曲线, 按 (41) 式可理解为 E_{1r} 随共振点 r_0 的分布。极大值所对应的 α_{0m} 表示细丝径向向共振点 r_0 存在一个最佳值 r_{0m} , 按 (41) 式可求得 r_{0m} 分别为 $6.5\lambda_0$ 和 $3.6\lambda_0$, 其中 $s'(z_1)=0.2$, $s'(z_1)=0.6$ (图 6a)。这表示离子轴的共振点越远, r_{0m} 越小。如 $s'(z_1)$ 增大, 特别是 $s'(z_1)=0.6$ 时, $E_{1z}-\alpha_0$ 曲线也出现一个极值, 对应的 r_{0m} 为 4λ (图 6b), 这表示, 场的轴向分量 E_{1z} 也有最佳共振吸收的位置。这种效应也是等离子体细丝中所特有的现象。

(iii) M 的变化仅改变极值的大小和位置 α_{0m} , 一般来说, M 越大, α_{0m} 越小。

附 录

现在考虑第二种(介电系数不可分离变量)情况。先假定 $\omega_0 \simeq \omega_p$, 并且在 $s=z_1$, $r=r_1$ ($0 \leq |z_1| \leq z_0$, $0 < r_1 < r_0$) 附近求解。由 (2) 式, 可近似求得:

$$\frac{\nabla \epsilon_1}{\epsilon_1} = \frac{1}{\epsilon' - r_1^2} \cdot \frac{\partial \epsilon'}{\partial z} e_z + \frac{2r}{\epsilon'(z_1) - r^2} e_r \quad (\text{A1})$$

上式已用 r_0 归一化。利用 (A1) 式可将正文的方程 (4) 用分量变量法求得 $R(r)$ 、 $G(z)$ 所满足的方程

$$\left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r^2} + \frac{2}{\epsilon'(z_1) - r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} r - c_1^2 r^2 + \lambda_1 \right] R(r) = 0, \quad (\text{A2})$$

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon'(z) - r_1^2} \cdot \frac{d\epsilon'}{dz} \cdot \frac{d}{dz} + \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 r_0^2 \epsilon'(z) - \lambda_1 \right] G(z) = 0. \quad (\text{A3})$$

其中

$$c_1^2 = \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 r_0^2, \quad \lambda_1 = c_1^2 (1 - \alpha_0^2), \quad \alpha_0 = \cos \theta_0, \quad (\text{A4})$$

用求解 (13) 式的方法, 则方程 (A2) 的解分别为

$$R(r) = c_1 \sqrt{\epsilon'(z_1) - r^2} r \{ \exp(-c_1 r^2 / 2) L_M^1(c_1 r^2), \quad r \ll 1, \quad (\text{A5})$$

$$R(r) = c_1 r L_M^1(c_1 r^2) \{ \exp(-c_1^2 / 2) \} b^{-1/2}, \quad r \sim \sqrt{\epsilon'(z_1)}. \quad (\text{A6})$$

利用 (A4) 式, 可将方程 (A3) 化为

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \frac{1}{\epsilon'(z) - r_1^2} \cdot \frac{d\epsilon'}{dz} \cdot \frac{d}{dz} + \left(\frac{\omega_0}{c} \right)^2 r_0^2 (\epsilon'(z) - \sin^2 \theta_0) \right] G(z) = 0. \quad (\text{A7})$$

在 r_1 较小时, 略去 (A7) 式第二项中分母上的 r_1^2 , 则 (A7) 与文献 [3] 的第 (8) 式一样, 故可同样求解方程 (A7) [3]。

参 考 文 献

- [1] N. G. Denisov; *Sov. Phys. JETP.*, 1957, **4**, No. 10 (Oct), 544.
- [2] V. L. Ginzburg; "Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas," (Pergamon Press, New York, 1970), 262.
- [3] Tan Weihan, *et al.*; *Laser Part. Beams*, 1986, **4**, No. 2 (May), 231.
- [4] O. Willi, P. H. Lee; *Opt. Commun.*, 1985, **55**, No. 2 (Aug), 120.
- [5] W. Krueer; *Comments Plasma Phys. Controlled Fusion*, 1985, **9**, No. 2 (Feb), 63.
- [6] V. K. Tripathi, L. A. Pitale; *J. Appl. Phys.*, 1977, **48**, No. 8 (Aug), 3288.
- [7] M. J. Herbst, *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **46**, No. 5 (Feb), 328.
- [8] R. W. Short, *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1984, **52**, No. 17 (Apr), 1496.
- [9] N. S. Erokhin, S. S. Moiseev, V. V. Mukhin; *Nucl. Fusion*, 1974, **14**, No. 2 (Apr), 333.
- [10] N. S. Erokhin, V. E. Zokharov, S. S. Moiseev; *Sov. Phys. JETP.*, 1969, **29**, No. 1 (Jan), 101.
- [11] 王竹溪, 郭敦仁; 《特殊函数概论》, (科学出版社, 北京, 1979), 361.
- [12] E. 卡姆克; 《常微分方程手册》, (科学出版社, 北京, 1977) 514.
- [13] M. Abramowitz, I. A. Stegun; "Handbook of Mathematical Functions" (National Bureau of Standards, New York, 1964), 447.
- [14] 《固体激光导论》, (上海人民出版社, 上海, 1975), 255.

Field distributions and resonance absorption in a laser plasma filament

GU MIN AND TAN WEIHAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 7 May 1987; revised 19 January 1988)

Abstract

In this paper, we have theoretically studied the field distributions and resonance absorption in a laser plasma filament. Under the condition of cold plasma, the field equation, as well as its analytical solutions to the radial and axial components of the electric field, is derived. By the numerical calculations, it is then found that at tunnel effect exists along the radial direction in a filamentation plasma, i.e., the field reaches a maximum near the radial resonance absorption point r_0 .

Key words: laser plasmas; resonance absorption; tunnel effect.