

# x 射线激光在激光等离子体中传输变化 及其对诊断的影响\*

傅喜泉<sup>1)2)</sup> 郭 弘<sup>1)†</sup>

<sup>1)</sup> 华南师范大学传输光学实验室, 广州 510631)

<sup>2)</sup> 湖南大学计算机与通信学院, 长沙 410082)

(2002 年 5 月 21 日收到, 2002 年 10 月 20 日收到修改稿)

通过引进误差判断参数  $\eta$  并进行数量级分析, 得到了 x 射线激光在等离子体中传输时的相位和幅度满足的演化方程. 结果表明, 相位的演化与电子密度直接有关, 幅度变化的影响可以忽略不计, 而幅度的演化却与相位直接相关, 与电子密度没有直接联系. 进一步分析表明, 只需满足  $\eta < 1$  即可利用逐级迭代近似分析方法得到 x 射线在激光等离子体中传输时的相位与幅度的演化近似解, 并用数值模拟证实了这些迭代近似解的可靠性和准确程度.

关键词: 激光等离子体, 电子密度, 逐级迭代近似, 误差判断参数

PACC: 5250J, 5255, 5270, 5280H

## 1. 引言

在强场物理、激光等离子体相互作用物理以及激光核聚变物理的实验研究中, 电子密度是重要参数之一. 它不仅影响辐射场, 而且可能通过受激 Raman 散射和受激 Brillouin 散射等不稳定性产生能量发散或者超热电子. 因此, 获得电子密度的信息非常重要. 目前, 测量电子密度常用和最精确的光学方法之一是折射率测量法<sup>[1-3]</sup>. 其具体做法是利用干涉仪测量通过等离子体后的探测光与参考光之间的相位差, 并利用该相位差与电子密度的关系, 在假设电子密度分布满足一定的对称性(如轴对称)情况下, 利用 Abel 变换来快速求解电子密度<sup>[2]</sup>. 由于 x 射线激光具有高亮度、高临界电子密度  $n_c$ 、高折射率以及高分辨率等优点, 从而成为干涉法测量电子密度新的主要探测光源<sup>[4-8]</sup>. 由于无碰撞等离子体的折射率为

$$n = \sqrt{1 - n_e/n_c}, \quad (1)$$

因此, 依据几何光学(WKB)近似可得激光等离子体电子密度的测量所依据的关系<sup>[1,9]</sup>为

$$\Delta\Phi_A = -\frac{\omega}{2cn_c} \int_L n_e dl. \quad (2)$$

但是, 可以发现(2)式中没有考虑电子密度梯度对相位差的影响, 从而引起实验测量值与数值模拟值之间的误差<sup>[4-8]</sup>. 本文将从 Maxwell 方程出发, 通过严格的数量级分析和逐级迭代近似分析方法, 得到 x 射线激光通过等离子体后相位和幅度的变化关系, 进而得到其在等离子体电子密度诊断中所起的作用. 本文首先讨论 x 射线激光在等离子体中传输时相位与幅度满足的方程及其迭代近似解, 同时引入了误差判断参数  $\eta$ , 它的大小是判断能否应用 x 射线激光干涉法探测等离子体电子密度的依据; 然后, 通过数值模拟比较 x 射线相位和强度的近似解与理论解的差别以及近似解成立的范围, 得出各级近似解在不同条件下所达到的精度与激光和等离子体参量的关系及误差判断参数  $\eta$  在这之中起到的作用; 最后, 总结和讨论逐级迭代近似分析方法和误差判断参数  $\eta$  在 x 射线激光在激光等离子体中传输的作用.

## 2. x 射线激光在等离子体中传输的相位与强度变化的近似解

测量等离子体电子密度的物理图像如图 1 所

\* 国家自然科学基金重点项目(批准号: 69789801)、广东省团队项目(批准号: 20003061)、广东省自然科学基金重点项目(批准号: 970842)、国家高技术惯性约束聚变基金、霍英东教育基金(批准号: 71058)和国家教育部骨干教师基金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hguo@scnu.edu.cn

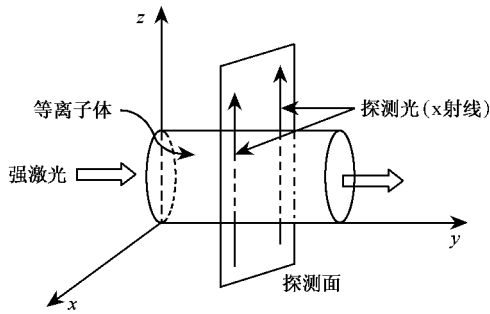


图1 物理图像示意图

示.一束轴对称的强激光沿  $y$  方向打到靶面上,产生轴对称的等离子体(对称轴为  $y$  轴),而探测用的  $x$  射线激光沿  $z$  方向穿过等离子体.这样在本文中就可以只考虑横向一维传输问题,于是由 Maxwell 方程可知,  $x$  射线探测光在等离子体中传输时满足<sup>[10,11]</sup>

$$2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{n_e}{n_c} k^2 \psi = 0, \quad (3)$$

其中  $k = 2\pi/\lambda$  为在真空中的波数.已经考虑到  $n_e \ll n_c$ , 故有  $\nabla \cdot \mathbf{E} \approx 0$ . 令

$$\psi(x, z) = A(x, z) \exp[i\varphi(x, z)], \quad (4)$$

其中幅度  $A(x, z)$  和相位  $\varphi(x, z)$  均为实数.将(4)式代入(3)式,可得

$$-2kA \frac{\partial \varphi}{\partial z} - A \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{n_e}{n_c} k^2 A = 0, \quad (5)$$

$$2k \frac{\partial A}{\partial z} + 2 \frac{\partial A}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + A \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0. \quad (6)$$

理论上难以同时精确求解(5)和(6)式,因此,先分析其中各项的数量级关系.假设等离子体电子密度分布宽度为  $w_0$ , 有  $\frac{\partial n_e}{\partial x} \sim \frac{\partial n_e}{\partial z} \sim \frac{n_e}{w_0}$ , 于是有

$$\left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right| \sim \frac{kL}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{n_e}{n_c} \right) \sim \frac{kL}{2w_0} \frac{n_e}{n_c}, \quad \left| \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right| \sim \frac{k}{2} \left( \frac{n_e}{n_c} \right),$$

其中  $L$  为测量激光等离子体电子密度时探测光所经过的路径.由于幅度的变化范围并不太大,因此可令

$$\left| \frac{\partial A}{\partial x} \right| \sim \left| \frac{\partial A}{\partial z} \right| \sim \frac{A}{W}, \quad \text{其中 } W \text{ 为幅度变化的特征宽度,可以证明 } W = \frac{4w_0}{\eta} \left( 1 - \frac{\eta}{2} \right).$$

由文献[10]图4和文献[11]图2发现,测量误差与  $L/w_0$  和  $n_e/n_c$  成正比.综合考虑这两个因素,下面将引入误差判断参数

$$\eta = \frac{L}{w_0} \frac{n_e}{n_c}, \quad \text{并分析它对测量误差的影响.通过上述分析可以得到(5)式各项的数量级分别为}$$

$$\left| 2kA \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right| \sim Ak^2 \frac{w_0}{L} \frac{L}{w_0} \frac{n_e}{n_c} \sim Ak \frac{\eta}{\delta L}, \quad (7a)$$

$$A \left( \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right| \right)^2 \sim A \frac{k^2}{4} \eta^2, \quad (7b)$$

$$\left| \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \right| \sim A \frac{1}{16} \left( 1 - \frac{\eta}{2} \right)^{-2} k^2 \delta^2 \eta^2, \quad (7c)$$

$$\frac{n_e}{n_c} k^2 A \sim Ak \frac{\eta}{\delta L}, \quad (7d)$$

其中  $\delta = \frac{1}{kw_0} = \frac{\lambda}{2\pi w_0} \ll 1$ . 由(7a)和(7d)式可知,第

一和第四项数量级相同;而  $\frac{(7a) \text{ 式}}{(7b) \text{ 式}} \sim \frac{w_0}{L} \frac{4}{\eta}$ , 即与电子密度大小有关,所以第一项远大于第二项;

$\frac{(7b) \text{ 式}}{(7c) \text{ 式}} \sim \frac{4}{\delta^2} \left( 1 - \frac{\eta}{2} \right)^2 \gg 1$ , 数量级上第二项远大于第三项.总之(5)式中第一和第四项最大,在求解时应首先考虑这两项,而由于第三项比其他项至少

低  $\delta^2$  量级,第二项只比第一项在数量级上小  $\frac{n_e}{n_c}$ , 第二项比第三项更有影响,在进一步的求解中需先考虑(5)式的第二项,由于这些数量级上的关系,可以考虑用逐级迭代方法来解(5)式.类似地,可以得到(6)式各项的数量级分别为

$$2k \left| \frac{\partial A}{\partial z} \right| \sim Ak^2 \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{\eta}{2} \right)^{-1} \delta \eta, \quad (8a)$$

$$2 \left| \frac{\partial A}{\partial x} \right| \left| \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right| \sim Ak^2 \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{\eta}{2} \right)^{-1} \delta \eta^2, \quad (8b)$$

$$A \left| \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} \right| \sim Ak^2 \frac{1}{2} \delta \eta. \quad (8c)$$

由(8a)~(8c)式可以发现  $\frac{(8a) \text{ 式}}{(8b) \text{ 式}} \sim \frac{1}{2\eta} \frac{(8a) \text{ 式}}{(8c) \text{ 式}} \sim$

$$\left( 1 - \frac{\eta}{2} \right)^{-1} \quad \text{通常情况下有 } \eta \ll 1, \text{ 所以有 } (8a) \sim (8c) \gg (8b) \text{ 式,因此在一般情况下(6)式中可以只考虑第三项与第一项,第二项可以作为微扰来迭代起作用.}$$

综合考虑(5)和(6)两个方程各项之间的数量级关系,会发现(7c)式比其他项至少低  $\delta^2$  量级(比(5)式中其他项)或者  $\delta$  量级(比(6)式中所有项).因此(5)式第三项与其他项相比十分微弱,可以忽略不计.本文将完全省略这一项,这样(5)式变为

$$2k \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \left( \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \frac{n_e}{n_c} k^2 = 0. \quad (9)$$

与(5)式相比(9)式只与幅度无关,本文把它称为  $x$  射线激光在激光等离子体传输时的相位传输方程.

继续考查(7a)(7b)(7d)及(8a)~(8c)式,会发现(7)式的数量级相应地比(8)式要高一个  $\delta$  量级左

右(6)式为  $x$  射线相位和幅度变化的耦合方程,即  $x$  射线相位会引起其幅度的变化.下面考虑相位与幅度的解.

首先考虑  $x$  射线激光在激光等离子体传输时的相位和幅度的零级近似解,即只保留(9)式中第一项和第三项,此时可得  $x$  射线幅度保持不变,即  $A^{(0)}(x, z) = A_0$ ,而相位近似解容易得到,即

$$\varphi^{(0)}(x, z) = \varphi_0 + \Delta\Phi_A = \varphi_0 - \frac{k}{2n_c} \int_0^z n_c(x, z') dz', \quad (10)$$

其中相位和幅度的初始值分别为  $A_0 = A(x, 0)$  和  $\varphi_0 = \varphi(x, 0)$ .可以看出,零级近似解与 WKBJ 解一致,探测光在传输过程中幅度不变,而相位的变化差为(2)式<sup>[1]</sup>.进一步,由(9)式利用相位的零级近似解可以迭代解出其一级近似解,即

$$\begin{aligned} \varphi^{(1)}(x, z) &= \varphi^{(0)}(x, z) - \frac{1}{2k} \int_0^z \left( \frac{\partial \varphi^{(0)}(x, z')}{\partial x} \right)^2 dz' \\ &= \varphi_0 - \frac{k}{2n_c} \int_0^z n_c(x, z') dz' - \frac{1}{2k} \\ &\quad \times \int_0^z \left( \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} - \frac{k}{2n_c} \int_0^{z'} \frac{\partial n_c(x, z'')}{\partial x} dz'' \right)^2 dz'. \end{aligned} \quad (11)$$

如果初始相位值为常数,可以将(11)式退化到相位差的修正近似解<sup>[10,11]</sup>.由(11)式可以看出相位差的一级修正不仅仅与激光等离子体电子密度梯度有关,还与起始相位的横向变化率有关.与一级近似相位解的迭代类似,可以由(9)式得到  $x$  射线相位变化的  $n$  级近似解为

$$\varphi^{(n)}(x, z) = \varphi^{(0)}(x, z) - \frac{1}{2k} \int_0^z \left( \frac{\partial \varphi^{(n-1)}(x, z')}{\partial x} \right)^2 dz'. \quad (12)$$

可以看出,当初始相位值存在横向变化时,它在一定程度上影响精度.

现在来考虑  $x$  射线激光在激光等离子体传输时幅度的近似解.由(6)式可以看到,其第二项比其他两项差  $\eta$  量级,因此在考虑一级修正时先将这一项中的幅度分布用零级幅度近似解(即幅度分布的初始值)即可,解微分方程(相位用零级近似解代入)可以得到幅度变化的一级修正解,即

$$\begin{aligned} A^{(1)}(x, z) &= A_0 \exp \left[ -\frac{1}{2k} \right. \\ &\quad \times \int_0^z \left( 2 \frac{\partial A^{(0)}(x, z')}{\partial x} \frac{\partial \varphi^{(0)}(x, z')}{\partial x} \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\partial^2 \varphi^{(0)}(x, z')}{\partial x^2} \right) dz' \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &= A_0 \exp \left[ -\frac{1}{2k} \frac{\partial A_0}{\partial x} \left( 2z \frac{\partial \varphi_0}{\partial x} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{k}{n_c} \int_0^z \frac{\partial n_c(x, z')}{\partial x} dz' \right) \right] \exp \left[ -\frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} z \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{4n_c} \int_0^z \int_0^{z'} \frac{\partial^2 n_c(x, z'')}{\partial x^2} dz'' dz' \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

可见,不但激光等离子体电子密度的梯度分布的变化率影响  $x$  射线的幅度,起始相位横向分布的变化也将影响幅度.利用(6)式作  $n$  级迭代可得幅度的修正近似解为

$$\begin{aligned} A^{(n)}(x, z) &= A_0 \exp \left[ -\frac{1}{2k} \right. \\ &\quad \times \int_0^z \left( 2 \frac{\partial A^{(n-1)}(x, z')}{\partial x} \frac{\partial \varphi^{(n-1)}(x, z')}{\partial x} \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\partial^2 \varphi^{(n-1)}(x, z')}{\partial x^2} \right) dz' \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

进一步分析(8)和(9)式会发现,尽管在(5)式第二项和(6)式第二项与各自方程中数量级最大项的数量级之比与  $\eta$  有关,而在折射率测量方法测等离子体电子密度的过程中,希望能够放宽  $n_e \ll n_c$  这个条件,使  $x$  射线激光能够准确测量更大范围的等离子体电子密度.利用(2)式时只是最粗糙近似解,根本没有考虑(9)式第二项,这时就要求严格满足  $n_e \ll n_c$  这个条件.而我们发现通过迭代考虑(9)式第二项微扰修正作用和考查了  $x$  射线的幅度变化之后,理论上只要满足

$$\eta = \frac{L}{w_0} \frac{n_e}{n_c} < 1 \quad (15)$$

这个条件时可以通过(13)和(15)式比较精确地描述  $x$  射线激光在激光等离子体传输时所起的变化,从而为分析求解出激光等离子体中电子密度的分布提供了可能.

### 3. 数值模拟与理论近似解比较

前面利用逐级迭代的方法得到了相位和幅度的修正近似解,下面将假定直接由(3)式作数值模拟(可以采用常规的分步傅里叶变换的方法<sup>[12]</sup>)得到的解为准确解,通过计算模拟来验证修正解与准确解的差别.假设探测光的起始波形是平面波,即  $A_0 = 1, \varphi_0 = 0$ .

用于等离子体电子密度诊断的  $x$  射线波长范围为 3.5—35 nm,本文数值模拟时选取  $x$  射线波长  $\lambda = 1.55 \times 10^{-5}$  mm,假定归一化的待测激光等离子体电

子密度函数为高斯形式,即

$$n_e(r_p) = \frac{n_c}{N} \exp\left(-\frac{\pi r_p^2}{w_0^2}\right), \quad (16)$$

其中  $r_p = \sqrt{x^2 + z^2}$ , 即等离子体的电子密度为轴对称的. 在实际测量中必须有这样的附加条件才能仅根据相位得到唯一确定的等离子体密度.  $N = n_c / (n_e)_{\max}$  为临界电子密度与等离子体电子密度之比, 这里用来归一化  $n_e$ , 使模拟计算容易进行. 将直接模拟计算得到的 x 射线的相位表示为  $\varphi_s$ , 幅度表示为  $A_s$ , 则理论近似解的相位和幅度与相应的模拟计算值误差分别表示为  $\Delta\varphi^{(i)} = \varphi_s - \varphi^{(i)}$ ,  $\Delta A^{(i)} = A_s - A^{(i)}$ , 其中  $i$  为近似解的级数. 为了分析逐级迭代的可靠性, 计算  $N = 50$ , 误差判断参数  $\eta = 0.1$  时的数值模拟解, 并作出了相位和幅度的误差曲线图 (见图 2 和图 3). 从图 2 可以看出误差值的变化大小是逐级快速减小的, 到二级近似解时误差只有 1‰ 左右, 二级近似解几乎完全与数值解一致. 此时最大相位约为 4053. 由图 3 可以看出, 零级近似最大偏移的相对误差约为 3%, 而一级近似解的偏移量在 1‰ 左右. 可见此时应用相位的一级近似解仍然能很好地描述相位的变化. 由以上曲线的比较可以看出, 逐级迭代分析方法得到的 x 射线相位和幅度近似解是逐级逼近准确解的, 而且逼近的速度较快. 从间接的角度说明误差判断参数  $\eta$  的值即使不太小时, 逐级迭代解仍然可以逼近分析所需的准确值.

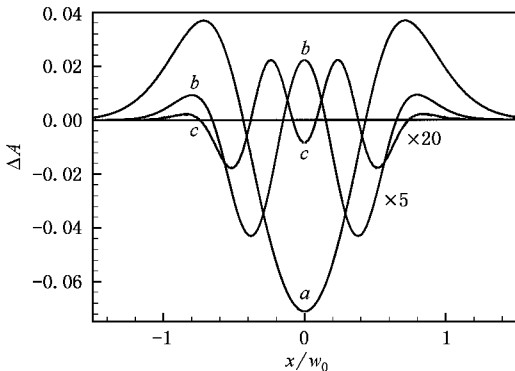


图 2  $N = 50, L/w_0 = 5$  时 x 射线通过高斯形式的电子密度后, 幅度的迭代近似解和模拟数值解的误差曲线图. 曲线  $a$  为误差  $\Delta A^{(0)}$ , 曲线  $b$  为误差  $\Delta A^{(1)}$  (曲线的值放大了 5 倍), 曲线  $c$  为二级近似解的误差  $\Delta A^{(2)}$  (曲线的值放大了 20 倍)

为了更明白地了解逐级迭代分析方法的适用性和对不同形式等离子体电子密度准确性的分析逼近

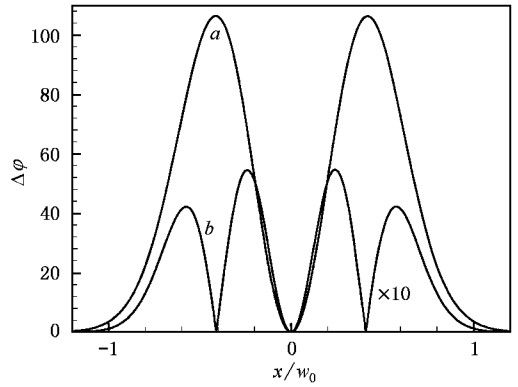


图 3  $N = 50, L/w_0 = 5$  时 x 射线通过高斯形式的电子密度后, 相位的迭代近似解和模拟数值解的误差曲线图. 曲线  $a$  为误差  $\Delta\varphi^{(0)}$ , 曲线  $b$  为误差  $\Delta\varphi^{(1)}$  (曲线的值放大了 10 倍)

速度不同, 再考虑归一化激光等离子体电子密度为超高斯形式的情况,

$$n_e(r) = \frac{n_c}{N} \exp\left[-\left(\frac{\pi r^2}{w_0^2}\right)^3\right]. \quad (17)$$

图 4 和图 5 分别为 x 射线超高斯形式的电子密度后的理论近似解的相位和幅度与模拟计算解的误差曲线. 此时  $N = 100, L/w_0 = 5$ , 误差判断参数  $\eta = 0.05$ . 图 4 中幅度已经发生了相当大的变化, 最大处将近变化了 15%, 但对一级近似解而言误差值很快变小, 但是最大处的变化仍然超过了 3%. 此时相位变化最大处约为 2121. 图 5 的零级近似最大偏移近 100, 相对误差约为 5%, 超过了图 3 中的变化. 由图 5 可知, 对一级近似解而言, 偏移量基本上大大地减小, 只有 5‰ 左右. 可见此时修正解的逼近和有效性仍然存在. 分析超高斯函数和高斯函数会发现, 此时在图 4 和图 5 中相位和幅度相应的变化量都比图 2 和图 3 中变化量大的原因之一是在电子密度为超高斯形式时其变化范围实际上比高斯形式时要宽很多, 即超高斯的  $w_0$  应该更大, 相同  $\eta$  值时超高斯的相对误差值相应地也更大.

## 4. 讨论与总结

本文考虑 x 射线激光在等离子体中传输方程 (3) 的约束下, 分别考查 x 射线的相位和幅度的传输规律和各自在传输中的作用, 通过对所得方程的数量级分析和比较, 得到了 x 射线在激光等离子体传输时的相位传输方程 (9). 分析表明, 幅度变化对相位的影响可以忽略不计, 相位变化只与激光等离子

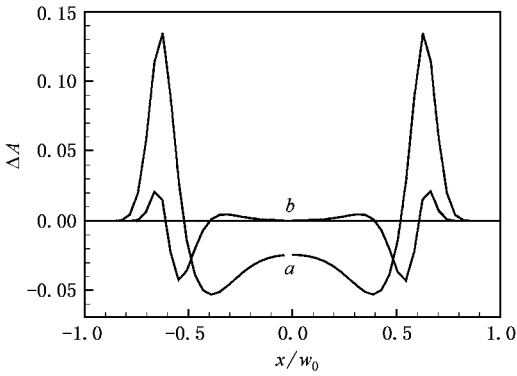


图 4  $N = 100, L/w_0 = 5$  时  $x$  射线通过超高斯形式的电子密度后 幅度的迭代近似解和模拟数值解的误差曲线图 曲线  $a$  为零级近似解的误差  $\Delta A^{(0)}$ , 曲线  $b$  为一级近似解的误差  $\Delta A^{(1)}$

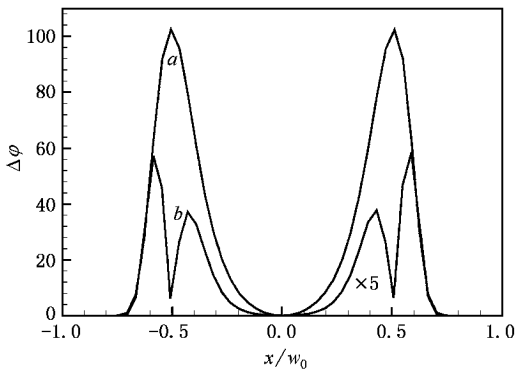


图 5  $N = 100, L/w_0 = 5$  时  $x$  射线通过超高斯形式的电子密度后 相位的迭代近似解和模拟数值解的误差曲线图 曲线  $a$  为零级近似解的误差  $\Delta \varphi^{(0)}$ , 曲线  $b$  为一级近似解的误差  $\Delta \varphi^{(1)}$  ( 曲线的值放大了 5 倍 )

体电子密度分布有关. 同时, 相位的变化速度和范围要比幅度的变化大得多, 而且从(6)式可以得到  $x$  射线激光的幅度由相位决定, 与等离子体的电子密度没有直接联系, 只有先有  $x$  射线激光相位的变化才能引起幅度的变化. 利用数值模拟方法考查逐级迭代逼近的近似方法的有效性和迭代近似解的收敛速度, 发现逐级迭代的方法得到的  $x$  射线的相位和幅度近似解是可靠、快速地逐级逼近准确解. 在进行数量级分析时, 引进了一个新的参数, 即误差判断参数  $\eta$ , 它由  $L/w_0$  和  $n_e/n_c$  的乘积组成. 它的第一个作用是判断能否利用逐级迭代逼近的近似方法来

求解相位传输方程(9)和相位影响幅度变化的传输方程(6), 理论上在它小于 1 的情况都能迭代逼近到理想的准确值, 据此给出了相位和幅度变化的迭代近似解. 它的第二个作用是可以初步判断测量时等离子体密度是否足够准确. 当  $\eta$  越大时, 理论上得到的迭代近似解的级数要求越高, 而在测量等离子体过程中, 用到的近似解级数有限. 当然对不同的情况要具体分析, 特别地对于  $\eta$  中的测量距离  $L$  和电子密度变化范围  $w_0$  人为因素很强, 所以在实验中可以根据实验参数分析  $\eta$  的数值, 从而利用(12)式通过迭代算法<sup>[11]</sup>得到比较精确的实验结果.

[ 1 ] Hutchinson I H 1987 *Principles of Plasma Diagnostic with Microwave* ( Cambridge : Cambridge University Press ) chap 4

[ 2 ] Soltwisch H 1995 *Refractometric Techniques in Plasma Diagnostics* in Huo Y P , Liu C S and Wagner F 1995 *Nuclear Fusion and Plasma Physics*( Singapore :World Scientific )

[ 3 ] Heald M A and Wharton C B 1965 *Plasma Diagnostics with Microwaves*( New York : Wiley )

[ 4 ] Ress D , Da Silva L B , London R A , Trebes J E , Mrowka S , Proccassini R J , Barbee T W Jr and Lehr D E 1994 *Science* **265** 514

[ 5 ] Cauble R *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **64** 3816

[ 6 ] Da Silva L B *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **64** 3991

[ 7 ] Wan A S *et al* 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 446

[ 8 ] Wan A S , Barbee T W Jr , Cauble R , Celliers P , Da Silva L B , Moreno J C , Rambo P W , Stone G F , Trebes J E and Weber F 1996 *Phys. Rev. E* **55** 6293

[ 9 ] Kruer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interactions*( Massachusetts : Addison-Wesley Publishing Company ) chap 3

[ 10 ] Guo H *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **63** 066401( 6 )

[ 11 ] Fu X Q , Liu C Y and Guo H 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1326( in Chinese ) 傅喜泉、刘承宜、郭弘 2002 物理学报 **51** 1326 ]

[ 12 ] Agrawal G P 1995 *Nonlinear Fiber Optics* 2nd ed( New York :Academic )



# Propagation of x-ray in the laser plasma and its effect in the diagnosis of electric density<sup>\*</sup>

Fu Xi-Quan<sup>1 2)</sup> Guo Hong<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> (Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

<sup>2)</sup> (School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha 410082, China)

(Received 21 May 2002; revised manuscript received 20 October 2002)

## Abstract

In this paper, by introducing an error estimate parameter  $\eta$  and analyzing the magnitude of each term of the propagation equation, the propagation equations of amplitude and phase of x-rays can be obtained in the laser-produced plasma. It is found that the change of phase is only dependent on the electron density, and the change of amplitude is directly dependent on phase. Moreover, only if  $\eta < 1$ , by using iterative approximation, the approximate solutions of phase and amplitude can be obtained. Finally, by computer simulation these solutions are confirmed.

**Keywords:** laser plasma, electron density, iterative substituting approximation, error estimating parameter

**PACC:** 5250J, 5255, 5270, 5280H

---

\* Project supported partially by the Major Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69789801), the Team Project of Guangdong Provincial Department of Science and Technology, China (Grant No. 20003061), the Key Program of Natural Science Foundation of Guangdong Province, China (Grant No. 970842), the National High Technology ICF Foundation of China, the Fok Ying Tung Education Foundation (Grant No. 71058), and the Foundation for the Key Young Teachers from the Ministry of Education of China.