

# 靶参数对收缩几何瑞利-泰勒不稳定性诊断的影响

何 凯, 缪文勇, 涂绍勇, 袁永腾, 贺拾贝, 尹传盛

中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

**摘要** 面向背光照相技术是诊断惯性约束聚变(ICF)中瑞利-泰勒(RT)不稳定性的重要方法,讨论了利用该技术对球形靶丸扰动幅度测量时由于收缩几何效应带来的影响。通过计算,分析了一个简化模型下扰动振幅的实际值和测量值,讨论了偏移距离、靶丸外半径、扰动波长和扰动振幅等因素对实验结果相对误差的影响。计算表明,合理选择这些参数能使诊断的系统误差小于3%,而且可通过计算模型对测量结果进行修正。研究结果可为即将开展的神光 III 激光装置上的收缩几何烧蚀 RT 不稳定性实验参数设计和结果分析提供依据。

**关键词** 激光光学; 惯性约束聚变; 瑞利-泰勒不稳定性; 面向背光照相技术; 收缩几何

**中图分类号** O53 **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/AOS201737.0214002

## Effects of Capsule Parameters on Diagnosis of Convergent Geometry Rayleigh-Taylor Instability

He Kai, Miao Wenyong, Tu Shaoyong, Yuan Yongteng, He Shibe, Yin Chuansheng

Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

**Abstract** Face-on radiography is a significant method to diagnose Rayleigh-Taylor (RT) instability in inertial confinement fusion (ICF). The effects of convergent geometry on the measurement of the perturbation amplitude of spherical capsule by face-on radiography are discussed in this paper. By calculation, the actual value and measured value of perturbation amplitude are analyzed under a simplified model. The effects of such factors as offset distance, the outer radius of capsule, the wavelength and amplitude of perturbations on the relative errors of the experiment results are discussed as well. The calculation results show that reasonable choice of these parameters can make the diagnosis of systematic error less than 3%, and the measurement results can be corrected by the calculation model. The study results can provide reference for the parameter design and result analysis of future experiments of convergent geometry erosion RT instability on Shenguang-III laser facility.

**Key words** laser optics; inertial confinement fusion; Rayleigh-Taylor instability; face-on radiography; convergent geometry

**OCIS codes** 140.3538; 080.2720; 350.2660; 110.2960

## 1 引 言

当低密度流体加速高密度流体,或者在重力场中低密度流体支撑高密度流体时,流体界面会出现瑞利-泰勒(RT)不稳定性,界面上的扰动发展会以指数形式增长<sup>[1-2]</sup>。在惯性约束聚变(ICF)内爆加速阶段,烧蚀产生的高温低密度等离子体会加速靶丸外壳层低温高密度燃料,此时会在烧蚀层形成一个流体力学不稳定性区。加速阶段 RT 不稳定性会使靶丸表面的瑕疵高速增长,从而最终导致烧蚀壳层的破裂,引起烧蚀层与低温氘氚燃料的混合,会使内爆压缩失去对称性,降低氘氚聚变燃料的压缩密度,严重影响聚变点火实验<sup>[3-5]</sup>。因此,研究内爆过程中的流体力学不稳定性,对实现惯性约束聚变点火具有重要意义。

收缩几何和平面几何中流体力学不稳定性的演化是有区别的,在扰动发展的线性阶段,靶丸的半径随着内爆压缩而减小,导致扰动波长减小,扰动增长率增大,而在平面几何中扰动的波长是不变的。在扰动发展

**收稿日期:** 2016-08-31; **收到修改稿日期:** 2016-09-21

**作者简介:** 何 凯(1992—),男,硕士研究生,主要从事流体力学不稳定性方面的研究。E-mail: hkno1@mail.ustc.edu.cn

**导师简介:** 缪文勇(1967—),男,博士,研究员,主要从事激光聚变物理实验方面的研究。

E-mail: miaowenyong@sina.com(通信联系人)

的非线性阶段,收缩几何中“蘑菇”帽结构的宽度会比平面几何的大,此外,两种几何中“尖顶”的下降速度也是不同的,这会导致收缩几何中开尔文-亥姆霍兹(KH)不稳定性的增强,使得扰动的发展更加剧烈和复杂<sup>[6]</sup>。

目前,惯性约束聚变中开展的流体力学不稳定性实验主要使用平面靶,而实际点火实验所使用的靶丸是收缩几何机构,同时收缩几何效应又使得 RT 不稳定性的发展相较于平面几何更加复杂,因此及时开展收缩几何中流体力学不稳定性的研究工作就显得尤为重要。

## 2 诊断方法

惯性约束聚变中流体力学不稳定性的线性增长和非线性增长观测实验,大部分是在面向背光照相方式下进行的<sup>[7]</sup>。间接驱动方式下,平面几何和收缩几何的面向背光照相实验布局<sup>[8-9]</sup>如图 1 所示,样品表面加载有初始扰动,在主激光辐照黑腔产生的 X 射线驱动下内爆加速,其烧蚀面会产生 RT 不稳定性,该面上的扰动幅度会由于 RT 不稳定性而增长,副激光辐照背光靶产生 X 射线背光源,这样,观测系统记录到的光强的空间调制就反映了样品表面的扰动<sup>[10]</sup>。

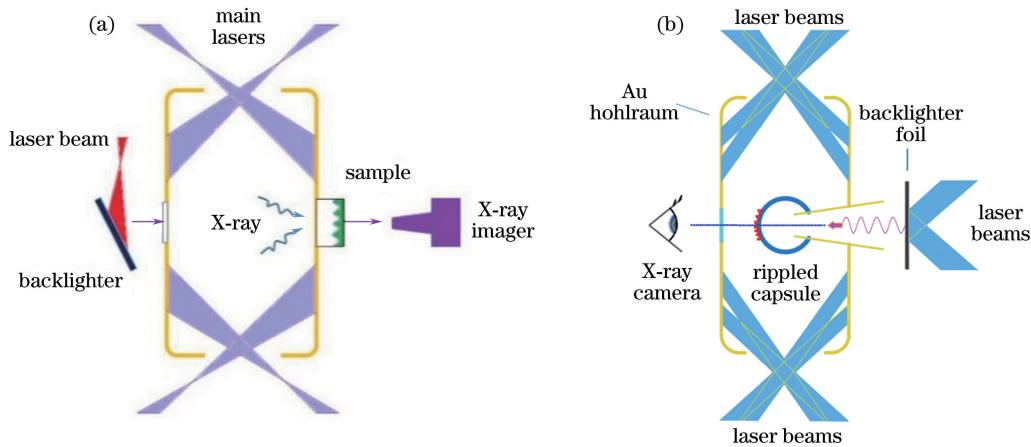


图 1 面向背光照相诊断 RT 不稳定性实验排布示意图。(a) 平面靶; (b) 球形靶丸

Fig. 1 Schematic of experimental setup for face-on radiography RT instability. (a) Planar target; (b) spherical capsule

在诊断平面几何流体力学不稳定性的面向背光照相实验中<sup>[11]</sup>,假设背光强度是均匀的, $t$ 时刻样品的扰动幅度为 $a(t)$ ,平台厚度<sup>[12]</sup>为 $d$ ,如图 2(a)所示,则背光 X 光通过调制薄膜波峰后的强度 $I_p(t)$ 和通过调制薄膜波谷后的强度 $I_v(t)$ 的关系为

$$I_p(t) = I_v(t) \exp[-\mu \rho 2a(t)], \quad (1)$$

式中 $\mu$ 是质量吸收系数, $\rho$ 为样品密度。则 $t$ 时刻的样品扰动幅度为

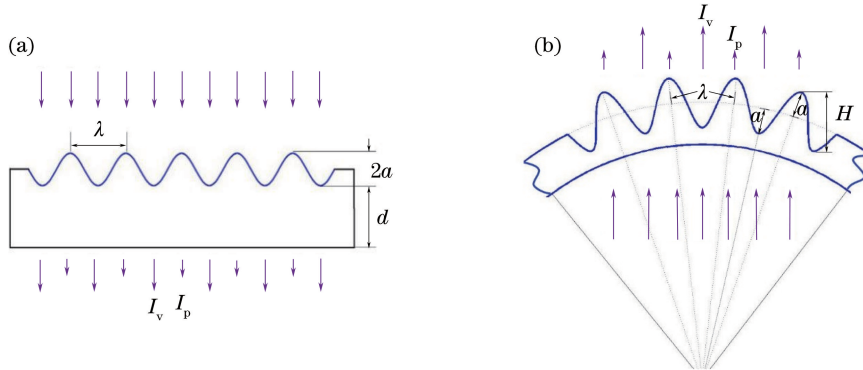


图 2 流体力学不稳定性面向背光照相诊断原理示意图。(a) 平面靶; (b) 球形靶调制

Fig. 2 Schematic of face-on radiography of hydrodynamic instability. (a) Planar target; (b) spherical pellet

$$2a(t) = \frac{1}{\mu\rho} \ln \frac{I_v(t)}{I_p(t)}, \quad (2)$$

做  $\mu, \rho$  均匀不变的近似, 则记录面明暗条纹光强的变化反映了扰动幅度的变化。

在诊断收缩几何流体力学不稳定性的面向背光照相实验中, 靶丸的结构如图 2(b) 所示<sup>[13-14]</sup>, 则背光 X 光通过调制样品波峰后的强度  $I_p(t)$  和通过调制样品波谷后的强度  $I_v(t)$  的关系为

$$I_p(t) = I_v(t) \exp[-\mu\rho H(t)], \quad (3)$$

式中  $\mu$  是质量吸收系数,  $\rho$  为样品密度,  $H$  为扰动波峰与波谷之间的垂直距离。则有

$$H(t) = \frac{1}{\mu\rho} \ln \frac{I_v(t)}{I_p(t)}, \quad (4)$$

与平面几何不同, 由于几何效应的影响, 此处  $H$  明显不等于样品扰动幅度  $a$  的 2 倍, 因此如果对实验数据做类似平面几何处理的话, 就会造成测量振幅与实际扰动振幅有所偏差。

利用面向背光照相技术诊断球形靶丸烧蚀 RT 不稳定性时, 需要考虑收缩几何效应带来的影响。对其扰动幅度进行探测时, 由于收缩几何效应的存在, 偏移距离、靶丸外半径、扰动波长和扰动振幅等参数会对实验结果造成偏差。本研究在一些简化和假设的基础上建立了一个计算模型, 分别讨论了这些参数对实验数据相对误差的影响程度。

### 3 计算模型

实验排布如图 1(b) 所示, 在靶丸外表面加载初始扰动, 利用面向背光照相技术诊断内爆加速阶段扰动随时间的演化, 图 3 给出了靶丸局部放大图和加有扰动的靶丸剖面计算简图。

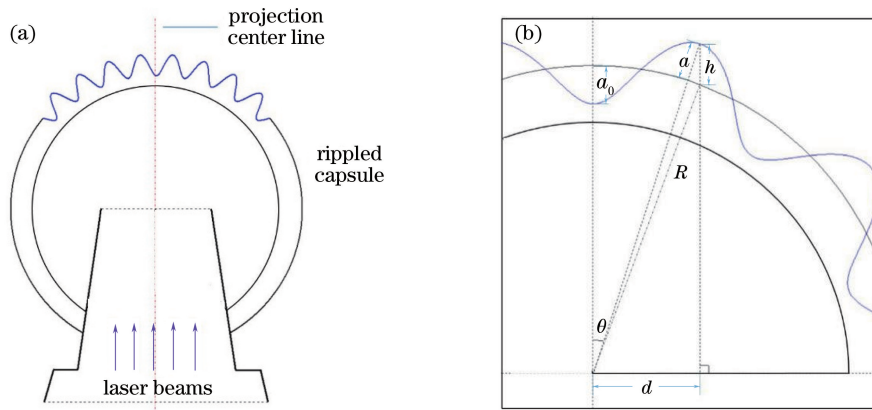


图 3 (a) 靶丸局部放大图; (b) 靶丸剖面计算简图

Fig. 3 (a) Partial enlarged drawing of the capsule; (b) calculation diagram of the capsule profile

靶丸简图[图 3(b)]各参数说明如下:  $R$  为靶丸外半径,  $d$  为偏移投影中心线(经过靶丸球心且与记录面相垂直的线)的水平距离,  $a$  为偏移距离  $d$  处对应的实际扰动幅度(距靶丸表面径向长度),  $a_0$  为扰动振幅,  $\theta$  为扰动幅度  $a$  所对应的与投影中心线的夹角,  $h$  为偏移距离  $d$  处对应的测量扰动幅度(距靶丸表面竖直长度)。为使图像表示清晰, 作图时将扰动进行了放大, 并不代表真实尺寸比例。

该模型将用到一些简化和假设, 具体说明如下: 1) 假设投影中心线与扰动的波峰或者波谷重合; 2) 在考察的参数区间内每一个偏移距离  $d$  对应着唯一的扰动幅度  $a$ ; 3) 暂不考虑扰动内包含物质的密度和吸收系数的影响。

#### 3.1 扰动幅度实际值的计算

由于收缩几何的特性, 在对球形靶丸上的扰动进行面向背光照相时, 得到的扰动幅度并不是实际的值。根据本研究中的简化模型, 利用几何分析可得扰动幅度的实际值为

$$a = a_0 \sin\left(m\theta - \frac{\pi}{2}\right) = a_0 \sin\left(m \arcsin \frac{d}{R+a} - \frac{\pi}{2}\right), \quad (5)$$

式中  $a_0$  为初始扰动振幅,  $m$  为扰动模数,  $d$  为偏移距离,  $R$  为靶丸外半径,  $\theta$  为扰动幅度  $a$  所对应的与投影

中心线的夹角。

(5)式为一个超越方程,没有解析解,利用泰勒展开进行近似求解,过程如下:

令(5)式等号右边为

$$f(a) = a_0 \sin\left(m \arcsin \frac{d}{R+a} - \frac{\pi}{2}\right). \quad (6)$$

在  $a=0$  附近对  $f(a)$  进行二阶泰勒展开可得

$$f(a) = f(0) + f'(0)a + \frac{1}{2!}f''(0)a^2 + \frac{1}{3!}f'''(\xi)a^3, \quad (7)$$

式中

$$f(0) = a_0 \sin\left(m \arcsin \frac{d}{R} - \frac{\pi}{2}\right), \quad (8)$$

$$f'(0) = -\frac{a_0 m d}{R^2 (1-d^2/R^2)^{1/2}} \cos\left(m \arcsin \frac{d}{R} - \frac{\pi}{2}\right), \quad (9)$$

$$f''(0) = \frac{a_0 m d^3}{R^5 (1-d^2/R^2)^{3/2}} \cos\left(m \arcsin \frac{d}{R} - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{a_0 m^2 d^2}{R^4 (d^2/R^2 - 1)} \sin\left(m \arcsin \frac{d}{R} - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{2a_0 m d}{R^3 (1-d^2/R^2)^{1/2}} \cos\left(m \arcsin \frac{d}{R} - \frac{\pi}{2}\right), \quad (10)$$

$$f'''(\xi) = \frac{a_0 m^3 d^3}{(R+\xi)^6 [1-d^2/(R+\xi)^2]^{3/2}} \cos\left(m \arcsin \frac{d}{R+\xi} - \frac{\pi}{2}\right) - \frac{7a_0 m d^3}{(R+\xi)^6 [1-d^2/(R+\xi)^2]^{3/2}} \cos\left(m \arcsin \frac{d}{R+\xi} - \frac{\pi}{2}\right) - \frac{3a_0 m d^5}{(R+\xi)^8 [1-d^2/(R+\xi)^2]^{5/2}} \cos\left(m \arcsin \frac{d}{R+\xi} - \frac{\pi}{2}\right) - \frac{6a_0 m d}{(R+\xi)^4 [1-d^2/(R+\xi)^2]^{1/2}} \cos\left(m \arcsin \frac{d}{R+\xi} - \frac{\pi}{2}\right) - \frac{6a_0 m^2 d^2}{(R+\xi)^5 [d^2/(R+\xi)^2 - 1]} \sin\left(m \arcsin \frac{d}{R+\xi} - \frac{\pi}{2}\right) + \frac{3a_0 m^2 d^4}{(R+\xi)^7 [d^2/(R+\xi)^2 - 1]^2} \sin\left(m \arcsin \frac{d}{R+\xi} - \frac{\pi}{2}\right), \quad (11)$$

$$-a \leq \xi \leq a, \quad (12)$$

计算表明在本研究所涉及的实验参数范围内,进行二阶泰勒展开所引入的误差可忽略不计。

为表达简便,令

$$\alpha = f(0), \beta = f'(0), \gamma = \frac{1}{2}f''(0), \quad (13)$$

于是(5)式可化为

$$\gamma a^2 + (\beta - 1)a + \alpha = 0, \quad (14)$$

当  $\gamma \neq 0$ , 即  $d \neq 0$  时,有

$$a = \frac{-(\beta - 1) \pm \sqrt{(\beta - 1)^2 - 4\alpha\gamma}}{2\gamma}. \quad (15)$$

固定方程其他参数,分别考虑取正负号时所对应的两根随偏移距离  $d$  的变化,得到如图 4 所示结果。对比发现,取正号时的结果没有物理意义,因此舍去,保留负号的解。

### 3.2 扰动幅度测量值的计算

探测光穿过靶丸表面的扰动后,会在背光成像记录面形成明暗条纹,明暗条纹的对比度与探测光在靶丸中所经过的光程有关,因此对明暗条纹进行处理就可得到扰动的幅度。根据简化模型,当背光垂直入射靶丸时,在靶丸表面的扰动中所走的距离为  $h$ , 于是利用几何计算可得到扰动幅度的测量值为

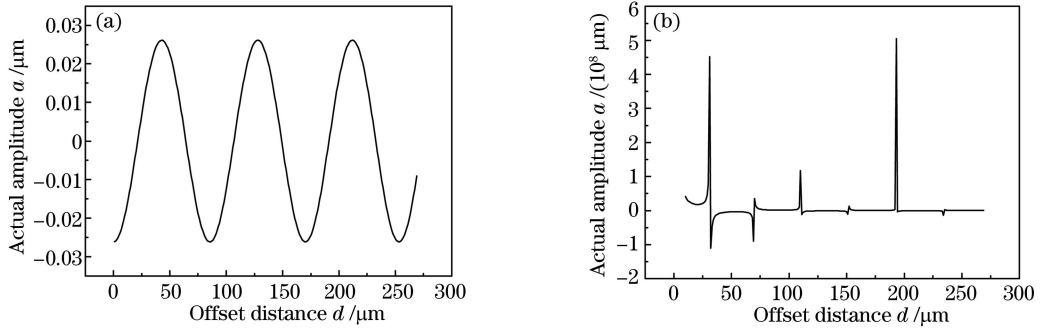


图 4 扰动幅度实际值随偏移距离的变化。(a) 取负号时的根；(b) 取正号时的根

Fig. 4 Actual perturbation amplitude versus offset distance (a) Root is negative; (b) root is positive

$$h = \sqrt{(R + a)^2 - d^2} - \sqrt{R^2 - d^2}, \quad (16)$$

式中  $a = \frac{-(\beta - 1) - \sqrt{(\beta - 1)^2 - 4\alpha\gamma}}{2\gamma}$  为实际扰动幅度,  $R$  为靶丸外半径,  $d$  为偏移距离。固定方程其他参数可以得到扰动幅度测量值随偏移距离的变化, 如图 5 所示。

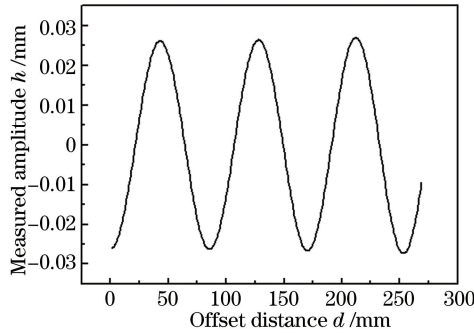


图 5 扰动幅度测量值随偏移距离的变化

Fig. 5 Value of perturbation amplitude versus offset distance

## 4 计算结果和讨论

模型中计算实际扰动幅度时使用了二阶泰勒展开近似, 在实验设计所关心的参数范围内, 由近似所引入的误差很小可忽略。利用计算模型重点分析了偏移距离、靶丸外半径、扰动波长和初始扰动振幅 4 个因素对测量结果相对误差的影响。为方便讨论, 定义相对误差为

$$\eta = \frac{h - a}{a}, \quad (17)$$

式中  $h$  为测量的扰动幅度,  $a$  为实际的扰动幅度。

神光 III 主机实验设计参数: 靶球直径  $\varphi$  为 800~1000  $\mu\text{m}$ , 初始扰动波长  $\lambda$  为 40~120  $\mu\text{m}$ , 初始扰动振幅  $a_0$  为 1.5~3.5  $\mu\text{m}$ 。在设计参数范围内, 分别计算了相对误差随上述 4 个因素的变化关系, 给出了 4 个因素对实验结果相对误差的影响程度。

### 4.1 偏移距离对相对误差的影响

固定扰动振幅  $a_0 = 2 \mu\text{m}$ , 靶丸外半径  $R = 450 \mu\text{m}$ , 扰动波长  $\lambda = 80 \mu\text{m}$ , 计算得到相对误差随偏移距离的变化关系, 如图 6 所示。可以看到, 随着偏移距离的增大, 相对误差逐渐增大, 且增加速度越来越快。为保证实验数据的有效性, 偏移距离不能太大, 因此进行图像分析时, 应尽量选取投影中心线附近 100  $\mu\text{m}$  范围内的明暗条纹, 此时由偏移距离引入的相对误差可以控制在 3% 以内。

### 4.2 靶丸外半径对相对误差的影响

由上述分析可知, 偏移距离对相对误差的影响较大, 因此在考察靶丸外半径对相对误差的影响时需去除

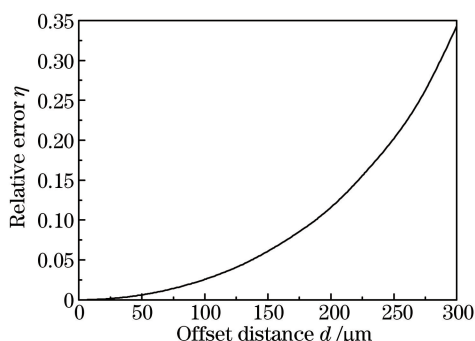


图 6 相对误差随偏移距离的变化

Fig. 6 Relative error versus offset distance

偏移距离的贡献。在以下的分析计算中,特别选定了与投影中心线相邻的第一个波峰,分析了该处相对误差与靶丸外半径的关系,此时偏移距离随着半径的改变而改变,它们之间的关系为

$$d = (R + a_0) \sin \frac{\lambda}{2R}, \quad (18)$$

式中  $d$  为偏移距离,  $R$  为靶丸外半径,  $a_0$  为扰动振幅,  $\lambda$  为扰动波长。

在此基础上,固定扰动幅度  $a_0 = 2 \mu\text{m}$ , 扰动波长  $\lambda = 80 \mu\text{m}$ , 利用模型计算了相对误差随靶丸外半径的变化关系,如图 7 所示。可以看到,随着靶丸外半径的增大,相对误差逐渐减小,且在靶丸外半径的实验设计取值范围内,相对误差都小于 0.6%, 保持在一个较低的水平。因此在进行靶丸实验参数设计时,半径的限制较小,余量较足,可优先考虑其他参数的设计要求。

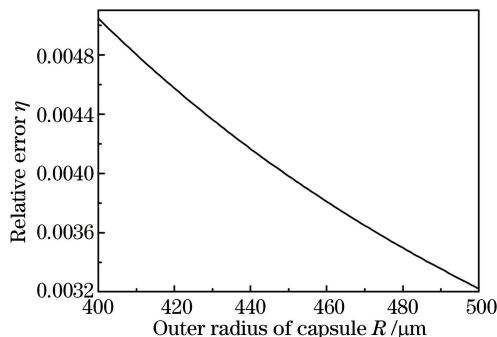


图 7 相对误差随靶丸外半径的变化

Fig. 7 Relative error versus outer radius of capsule

### 4.3 扰动波长对相对误差的影响

同样为消除偏移距离对相对误差的贡献,选取了与投影中心线相邻的第一个波峰处进行分析。固定扰动振幅  $a_0 = 2 \mu\text{m}$ , 靶丸外半径  $R = 450 \mu\text{m}$ , 计算得到相对误差随扰动波长的变化关系,如图 8 所示。可以看

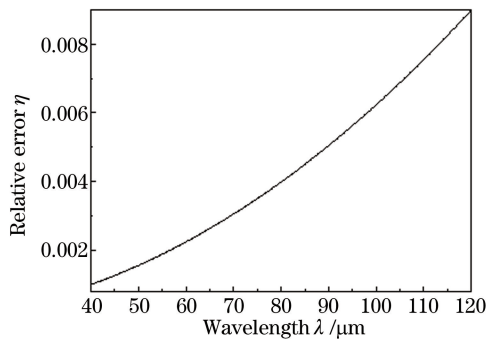


图 8 相对误差随扰动波长的变化

Fig. 8 Relative error versus wavelength of perturbation

到,随着扰动波长的增大,相对误差也逐渐增大,但在关注的扰动波长范围内相对误差都保持在 1% 以下,说明扰动波长的变化对振幅的测量影响较小。

#### 4.4 扰动振幅对相对误差的影响

分析与投影中心线相邻的第一个波峰位置处扰动振幅对相对误差的影响,选取靶丸外半径  $R = 450 \mu\text{m}$ , 扰动波长  $\lambda = 80 \mu\text{m}$ , 利用模型计算了相对误差随扰动振幅的变化关系,如图 9 所示。可以看到,相对误差基本不随扰动振幅变化,且扰动振幅对相对误差的影响维持在一个较低的水平,基本控制在 0.4% 左右。

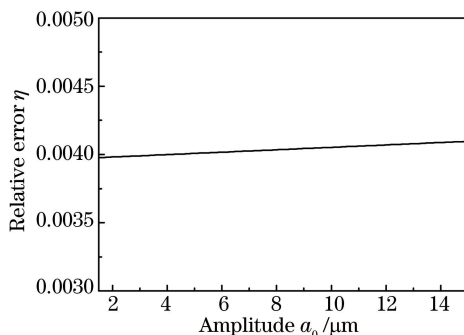


图 9 相对误差随扰动振幅的变化

Fig. 9 Relative error versus amplitude of perturbation

#### 4.5 扰动高次谐波的影响

RT 不稳定性在线性阶段按指数增长,扰动幅度不断增大。当扰动幅度  $a$  满足  $0.05\lambda \leq a \leq 0.1\lambda$  时,扰动增长进入非线性阶段。进入非线性阶段后,基模增长减慢,二次谐波对基模增长起负反馈作用,三次谐波对基模增长起正反馈作用<sup>[15]</sup>。现分析单模扰动情况下,二次谐波和三次谐波的出现对计算结果的影响。

对于单模扰动,考虑二次、三次谐波后,实际扰动幅度为

$$a' = a_0 \sin\left(m\theta - \frac{\pi}{2}\right) - a_1 \sin\left(2m\theta - \frac{\pi}{2}\right) + a_2 \sin\left(3m\theta - \frac{\pi}{2}\right), \quad (19)$$

式中  $a_0$  为基模扰动振幅,  $a_1$  为二次谐波的振幅,  $a_2$  为三次谐波的振幅。考虑基模的振幅达到  $0.1\lambda$  附近时的非线性效应,此时二次谐波的振幅为基模的 30%, 三次谐波的振幅为基模的 15%<sup>[16]</sup>, 据此可以获得考虑高次谐波后的扰动幅度,将其与未考虑非线性发展的扰动幅度[(1)式]进行比较,结果如图 10(a)所示,其中纵坐标  $\delta$  表示扰动振幅的相对差值( $\delta = \frac{a' - a}{a_0}$ ), 横坐标  $d$  表示偏移距离。据图 10(a)可知,由于高次谐波造成的振幅相对差值随着偏移距离的变化呈震荡形态,且振幅有逐渐增大的趋势。若只关注投影中心线  $100 \mu\text{m}$  范围内的图像,则相对差值最大也可达到 45%, 因此扰动的演化进入非线性阶段后,需要考虑高次谐波的影响,应将实际扰动振幅(5)式修改为(19)式的形式,然后再利用计算模型进行处理。将非线性发展阶段考虑高次谐波后的处理结果,与线性阶段没有高次谐波的处理结果进行比较,结果如图 10(b)所示,两条

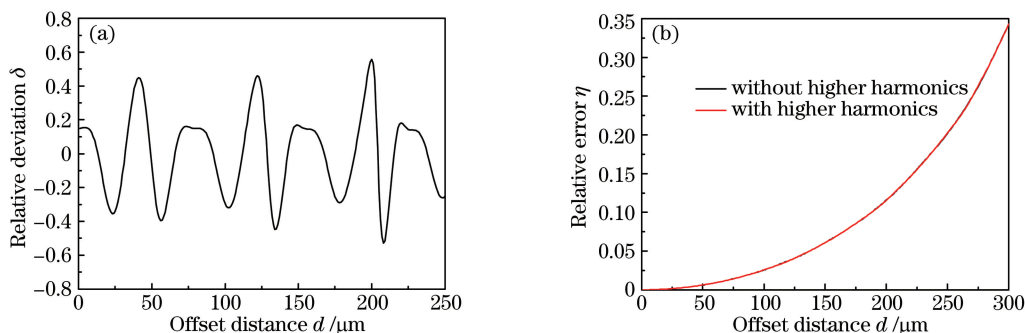


图 10 (a) 高次谐波对扰动振幅的影响; (b) 包含和不包含高次谐波处理结果的对比

Fig. 10 (a) Effects of higher harmonics on perturbation amplitude; (b) comparison of the results with and without higher harmonics

曲线近似重合,随其他参数的变化也有类似的现象。因此,扰动增长进入非线性阶段后,只要考虑了高次谐波对实际扰动幅度的修正,线性阶段各参数对相对误差影响的结论同样适用于非线性阶段。

#### 4.6 简化和假设对计算结果的影响分析

计算模型中用到了一些简化和假设,现分析一下它们对计算结果的影响。在所关心的实验参数范围内,基本都满足偏移距离和扰动幅度的一一对应关系,因此这一假设对实验结果的影响可忽略。此处主要分析投影中心线与扰动的波峰或者波谷不重合对计算结果的影响。

在实际的实验过程中,投影中心线难以确定,因此一般情况下,投影中心线与扰动的波峰或者波谷不重合。实际上,投影中心线只是作为一个计量基准,它的准确位置并不是特别重要,在处理数据时可以选取记录面上有效条纹图的对称轴作为投影中心线。当投影中心线与扰动的波峰或者波谷重合时,如(5)式所示,扰动幅度的“初始相位”(d=0时对应的扰动相位)为 $\pi/2$ 或 $-\pi/2$ ;不重合时,可以通过相位扫描寻找“初始相位” $\alpha$ ,于是(5)式就变为

$$a = a_0 \sin(m\theta + \alpha) = a_0 \sin\left(m \arcsin \frac{d}{R+a} + \alpha\right), \quad (20)$$

然后再对(20)式作上述类似处理即可。

处理球形靶丸 RT 不稳定性实验数据时,一般会在记录面选取投影中心线附近 2~3 个周期的条纹,以降低几何效应对结果的影响。因此,投影中心线的位置会影响明暗条纹的筛选,但其位置一经确定,就可利用计算模型进行后续处理,校正初始相位的变化对结果造成的影响。

#### 4.7 利用计算模型校正测量结果

通过对记录面明暗条纹的处理可以得到扰动幅度  $h$ ,但由于收缩几何带来的影响,扰动幅度的测量值  $h$  和实际值  $a$  并不相等。利用建立的简化模型可以对其进行校正,将测量到的扰动幅度  $h$  代入(16)式就可求得实际扰动幅度  $a$  的值。若处理的明暗条纹在投影中心线 100  $\mu\text{m}$  范围内,测量值与实际值相差较小,可不予校正,若超过 100  $\mu\text{m}$ ,为保证实验数据的准确性,需对测量结果进行修正。

## 5 结 论

利用面向背光照相技术诊断球形靶丸上烧蚀 RT 不稳定性时,由于收缩几何的特性使得测量结果与实际结果会有所偏差。利用建立的简化模型,计算分析了偏移距离、靶丸外半径、扰动波长和扰动振幅对诊断结果相对误差的影响。结果表明,偏移距离对扰动误差的贡献最大,靶丸外半径和扰动波长对相对误差的影响较小,扰动振幅对诊断结果的影响可忽略不计。因此在处理诊断图像时,应选择靠近投影中心线 100  $\mu\text{m}$  范围内的明暗条纹进行分析。考察了高次谐波对振幅计算和测量的影响,分析表明,扰动增长进入非线性阶段后,高次谐波的影响不能忽略,需修改实际扰动幅度后重新计算分析。在进行实验参数设计时,为保证相对误差较低,靶丸的参数应控制在以下范围:靶丸外半径  $R > 450 \mu\text{m}$ ,扰动波长  $\lambda < 80 \mu\text{m}$ ,扰动振幅为 1.5~3.5  $\mu\text{m}$ 。在此范围内合理选择实验参数能使诊断的系统误差低于 3%,这一结果为将来神光 III 主机上收缩几何烧蚀 RT 不稳定性实验的靶丸设计和数据分析提供了依据。

扰动的“尖顶”和“空泡”结构中包含的物质的密度和对背光的吸收系数对诊断的结果也会产生影响,而且密度和吸收系数是随时间和空间变化的。因此在结合扰动物质的密度、吸收系数和振幅后,研究各个参数对光学厚度诊断误差的影响,将是下一步要进行的工作。

## 参 考 文 献

- [1] Rayleigh L. Investigation of the character of the equilibrium of an incompressible heavy fluid of variable density[C]. Proceedings of the London Mathematical Society, 1883, 14: 170-177.
- [2] Taylor G I. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes I[C]. Proceedings of the Royal Society A, 1950, 201(1065): 192-196.
- [3] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. The physics of inertial fusion: beam plasma interaction hydrodynamics, hot dense mater [M]. Oxford: Oxford University Press, 2004.
- [4] Smalyuk V A, Barrios M, Caggiano J A, *et al.* Hydrodynamic instability growth and mix experiments at the National



- Ignition Facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(5): 056301.
- [5] Weber C R, Döppner T, Casey D T, *et al.* First measurements of fuel-ablator interface instability growth in inertial confinement fusion implosions on the National Ignition Facility[J]. *Phys Rev Lett*, 2016, 117(7): 075002.
- [6] Beck J B. The effects of convergent geometry on the ablative Rayleigh-Taylor instability in cylindrical implosions[D]. Purdue: Purdue University, 1996.
- [7] Yuan Yongteng, Miao Wenyong, Ding Yongkun, *et al.* Preliminary experimental study of Rayleigh-Taylor instability of surface perturbation target[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2007, 19(5): 781-783.  
袁永腾, 缪文勇, 丁永坤, 等. 平面调制靶 Rayleigh-Taylor 不稳定性的初步研究[J]. *强激光与粒子束*, 2007, 19(5): 781-783.
- [8] Raman K S, Smalyuk V A, Casey D T, *et al.* An in-flight radiography platform to measure hydrodynamic instability growth in inertial confinement fusion capsules at the National Ignition Facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(7): 072710.
- [9] Smalyuk V A, Weber S V, Casey D T, *et al.* Hydrodynamic instability growth of three-dimensional, “native-roughness” modulations in X-ray driven, spherical implosions at the National Ignition Facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(7): 072704.
- [10] Wen Shuhuai, Ding Yongkun. Laser inertial confinement fusion diagnostics[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2012.  
温树槐, 丁永坤. 激光惯性约束聚变诊断学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2012.
- [11] Remington B A, Haan S W, Glendinning S G, *et al.* Large growth Rayleigh-Taylor experiments using shaped laser pulses[J]. *Phys Rev Lett*, 1991, 67(23): 3259-3262.
- [12] Wang Wei, Yuan Ruiyang, Ye Ping. Numerical simulation study of the stability of laser-driven shock waves[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(s2): s214008.  
王 薇, 袁瑞扬, 叶 萍. 激光驱动的冲击波稳定性的数值模拟研究[J]. *光学学报*, 2015, 35(s2): s214008.
- [13] Smalyuk V A, Casey D T, Clark D S, *et al.* First measurements of hydrodynamic instability growth in indirectly driven implosions at ignition-relevant conditions on the National Ignition Facility[J]. *Phys Rev Lett*, 2014, 112(18): 185003.
- [14] Peterson J L, Casey D T, Hurricane O A, *et al.* Validating hydrodynamic growth in National Ignition Facility implosions[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22(5): 056309.
- [15] Wu Junfeng. Theoretical and numerical simulation study of Rayleigh-Taylor instability in convergent geometry[D]. Beijing: China Academy of Engineering Physics, 2003.  
吴俊峰. 收缩几何中惯性约束聚变流体不稳定性的理论和数值模拟研究[D]. 北京: 中国工程物理研究院, 2003.
- [16] Ofer D, Shvarts D, McCrory R L, *et al.* Modal model for the nonlinear multimode Rayleigh-Taylor instability[J]. *Physics of Plasmas*, 1996, 3(8): 3073-3090.