

条纹形状法在线表征聚变靶丸参数

刘元琼 王 凯 雷海乐 代 飞*

中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

摘要 基于低振动低温恒温器,建立了一套用于冷冻靶参数测量的马赫-曾德尔激光干涉显微系统。考虑光折射效应,推导出了靶丸光程差随入射角变化的完整表达式。在低温环境中,当燃料固化或完全气化时,分别获取了靶丸中心存在条纹时的干涉图。基于干涉条纹形状分析法,利用光程差表达式分别计算了靶丸壁厚及靶丸内燃料气体浓度。同时,用非破坏性方法对气体浓度测量结果进行了实时标定。两种方法给出的结果之间的相对误差小于5%。

关键词 测量;干涉法测量;燃料气体浓度;条纹形状分析;靶丸;冷冻靶

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1112002

On-Line Parameter Characterization of Fusion Capsules by Fringe Shape Analysis

Liu Yuanqiong Wang Kai Lei Haile Dai Fei

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

Abstract Based on the low-vibration cryostat, a Mach-Zehnder laser interference microscopic system used for parameter measurement of cryogenic targets is developed. With the consideration of light diffraction effect, a complete formula for describing the variation of optical-path difference with incident angle is deduced. In a low temperature environment and when the fuel solidifies or gasifies completely, the interferograms are acquired respectively with the existence of fringes at the target pellet center. With the fringe shape analysis method and the optical-path difference formula, the target pellet thickness and the fuel gas concentration within it are calculated, respectively. In addition, based on the non-destructive method, the real-time characterization of measurement results of gas concentration is conducted. The relative error between the results from the above two ways is less than 5%.

Key words measurement; interferometry; fuel gas concentration; fringe shape analysis; target pellet; cryogenic target

OCIS codes 120.3180; 120.2650; 120.3940

1 引 言

在激光聚变实验中,作为关键部件的靶丸是空心微球,其内部通常需要注入燃料气体氘气(D_2)或氘氟气体(DT)^[1]。靶丸内燃料气体浓度是激光惯性约束聚变研究中的重要物理参数,准确测量靶丸内燃料气体浓度对获取准确的物理实验数据具有非常重要的意义。靶丸作为点火实验中的冷冻靶^[2-3],其壳层厚度及冷冻燃料层厚度也需要准确测量。

目前,测量靶丸内气体浓度的方法很多,常用的有露点法^[4]、干涉条纹移动法^[5]、低能 X 射线光谱法^[6]、拉曼光谱法^[7]、质谱法^[8]、气泡法^[9]及精密压力计法^[10]。后三种为破坏性测量方法,不能用于聚变实验,一般用于其他无损测量结果的标定。

露点法是通过降温使靶丸内气体开始液化,测量气液相变温度(即露点温度),根据露点温度计算靶丸内

收稿日期: 2016-06-06; 收到修改稿日期: 2016-06-19

基金项目: 国家自然科学基金(51006093)

作者简介: 刘元琼(1967—),女,学士,副研究员,主要从事冷冻靶在线表征技术方面的研究。E-mail: liuyqn@163.com

* 通信联系人。E-mail: airdai@qq.com

气体浓度,该方法的测量准确度主要依赖于露点温度的测量准确度。干涉条纹移动法是利用干涉显微镜来测量靶丸充气前后球心位置光程差的变化量(即条纹移动数的改变量),据此计算靶丸内气体浓度,该方法的测量准确度依赖于靶丸的壁厚均匀性及球心位置的定位精度。另外,干涉条纹移动法需要用白光干涉图来确定干涉级次,再用钠光干涉图来测量条纹移动数,因此无法用于冷冻靶参数的原位测量。低能 X 射线光谱法只能测量充有氙的玻璃聚变靶丸,不能测量燃料气体氘及塑料聚变靶丸。拉曼光谱法是一种相对测量方法,需要使用破坏性方法进行标定,其测量准确度受球壳材料的荧光波长、激光波长、激光功率以及探测系统光栅性能等多种因素的影响。

本文介绍的干涉条纹形状法^[11],是通过分析一幅单色光干涉条纹图像来计算透明靶丸壁厚,用另一幅单色光干涉条纹图像来分析计算靶丸内燃料气体浓度。该方法的优点是可在线测量冷冻靶参数,一次实验可同时测量靶丸壁厚、燃料气体浓度以及均化后冷冻燃料层的厚度。该方法可实时、非破坏性地标定气体浓度测量结果。本文主要介绍靶丸壁厚和燃料气体浓度的测量方法以及气体浓度测量结果的标定方法。

2 测量原理

采用马赫-曾德尔激光干涉测量系统,通过测量条纹的相对距离来计算靶丸壁厚、靶丸内燃料气体浓度。根据燃料气体浓度还可计算出燃料气体固化或液化后均匀分布的冷冻层厚度。

光线穿过充气靶丸的传播路径如图 1 所示。假设平行光线以水平方向入射,分段计算入射角为 θ_0 的光线穿过充气靶丸的传播距离。已知靶丸外径为 R ,待测壁厚为 t , x 为入射点 D 相对参考中平面的距离,光线位置由相对距离 f 来标识,且 $f < (R-t)/R$ 。由图 1 有

$$f = \sin \theta_0 = x/R. \quad (1)$$

根据折射定律及几何关系可推导得出以下角度表达式

$$\theta_1 = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1} \sin \theta_0\right), \quad (2)$$

$$\theta_2 = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1} \cdot \frac{R}{R-t} \sin \theta_0\right), \quad (3)$$

$$\theta^* = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_2} \cdot \frac{R}{R-t} \sin \theta_0\right), \quad (4)$$

$$\zeta = \theta^* - \theta_0 - \theta_2 + \theta_1, \quad (5)$$

式中 n_0 为球壳外折射率, n_1 为球壳折射率, n_2 为微球内空腔折射率。

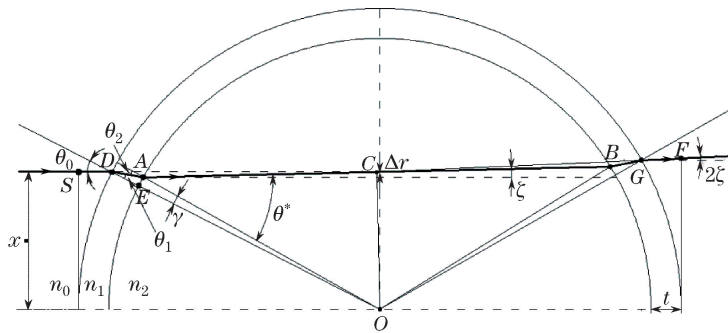


图 1 光线穿过充气靶丸的路径图

Fig. 1 Schematic diagram of ray path through gas target pellet

各分段(SD 、 DA 、 AB 、 BG 、 GF 长度分别为 d_1 、 d_2 、 d_3 、 d_4 、 d_5)传播距离表达式为

$$d_1 = 2R \cdot \sin^2\left(\frac{\theta_0}{2}\right), \quad (6)$$

$$d_2 = d_4 = R \cos \theta_1 - \sqrt{R^2 \cos^2 \theta_1 - (2Rt - t^2)}, \quad (7)$$

$$d_3 = 2(R-t) \cos \theta^*, \quad (8)$$

$$d_5 = [R - R \cos(\theta_0 + 2\zeta)] / \cos(2\zeta). \quad (9)$$

假设 $n_0=1$, 入射角为 θ_0 的光线穿过球壳后相对于参考中平面的光程差 Δp 为

$$\Delta p = d_1 + 2n_1d_2 + n_2d_3 + d_5 - 2R. \quad (10)$$

出射点 F 相对于入射点 S 的径向偏移 Δx 等于每一分段光路的径向偏移之和, 设光线偏向球心为负, 偏离球心为正, 则有

$$\Delta x = -d_2 \sin(\theta_0 - \theta_1) + d_3 \sin \zeta + d_4 \sin(\theta_0 - \theta_1 + 2\zeta) + d_5 \sin(2\zeta). \quad (11)$$

出射光线在焦平面的径向偏移为

$$\Delta y = -R \tan(2\zeta). \quad (12)$$

光线在焦平面上的径向偏移为 Δr :

$$\Delta r = \Delta x + \Delta y = -d_2 \sin(\theta_0 - \theta_1) + d_3 \sin \zeta + d_4 \sin(\theta_0 - \theta_1 + 2\zeta) + d_5 \sin(2\zeta) - R \tan(2\zeta). \quad (13)$$

2.1 靶丸厚度测量方法

首先将靶丸内燃料气体冷冻并固化于靶丸内表面的靶丸与靶杆连接处(温度略低于三相点温度), 调节背景条纹使球壳内暗纹/亮纹位于球壳中心。单色光干涉暗纹/亮纹出现在每一个光程差为半波长奇数/偶数倍的位置, 如果图像被调节在球壳中心(即 $\theta_0=0$)存在条纹, 则下一个条纹位置处的入射角 θ_0 有以下关系

$$\lambda = \Delta p(\theta_0) - \Delta p(0), \quad (14)$$

式中 λ 为波长。

由(6)~(9)式可以看出, 每一段光程都直接或间接与入射角 θ_0 有关, 因此测量的关键点就是与中心条纹相邻的条纹峰值位置 x 及球壳外径 R 。已知球壳外径 R , 球壳外折射率 $n_0=1$, 假定球壳折射率 n_1 已知, 燃料气体固化后微球内部空腔折射率 $n_2=1.00038$ (由三相点温度对应饱和蒸汽浓度计算得到)。利用 Excel 程序, 根据光程差计算公式(10)式, 输入待测靶丸厚度 t , 分别计算 $\Delta p(\theta_0)$ 和 $\Delta p(0)$ 。当两者之差恰好等于波长 λ 时, 厚度 t 即为靶丸厚度的测量值。

2.2 燃料气体浓度测量方法

测量靶丸厚度后, 温度升高至燃料固体完全气化, 同样调节背景图像使微球内暗纹/亮纹位于球壳中心, 与靶丸厚度测量步骤一样, 测出此时与中心条纹相邻的条纹位置 x , 计算 θ_0 。已知参数有 R, t, n_0, n_1 及 θ_0 , 待测参数为 n_2 , 输入不同的 n_2 值, 分别计算 $\Delta p(\theta_0)$ 和 $\Delta p(0)$ 。当两者之差恰好等于波长 λ 时, n_2 值即为测得的燃料气体折射率^[12-13]。

据美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室报道, 在任何温度、任何物态下, 所有氢同位素对波长为 $0.55 \mu\text{m}$ 的光的折射率 n 与氢同位素浓度 ρ 的关系为^[14]

$$n = 1 + A'\rho, \quad (15)$$

式中 A' 为常数。对不同的同位素、不同的物态及不同的气体浓度, A' 有微小变化。由文献[14]可知, A' 与浓度 ρ 呈线性关系:

$$A' = B' + C'\rho, \quad (16)$$

式中 B', C' 均为常数。将(16)式代入(15)式中, 得出燃料气态浓度 ρ_g 关于其折射率 n_2 的表达式为

$$\rho_g = \sqrt{1.0609 + \frac{2(n_2 - 1)}{3}} - 1.03. \quad (17)$$

因此根据测得的燃料气体折射率 n_2 , 即可计算出气体浓度 ρ_g 。

由于下文实验中所用激光波长为 $0.6328 \mu\text{m}$, 测得的折射率应换算成 $0.55 \mu\text{m}$ 波长的折射率^[15], 设测得波长为 λ_1 的光的折射率为 n_{λ_1} , 则波长为 λ_2 的光的折射率 n_{λ_2} 可表示为

$$n_{\lambda_2}^2 = 1 + \frac{3r_{\lambda_2}(n_{\lambda_1}^2 - 1)}{r_{\lambda_1}(n_{\lambda_1}^2 + 2) - r_{\lambda_2}(n_{\lambda_1}^2 - 1)}, \quad (18)$$

式中 r_{λ_1} 和 r_{λ_2} 分别为气对波长 λ_1 和 λ_2 的折射度, 即

$$\begin{cases} r_{\lambda_1} = r_\infty + \frac{A}{\lambda_1^2} + \frac{B}{\lambda_1^4} \\ r_{\lambda_2} = r_\infty + \frac{A}{\lambda_2^2} + \frac{B}{\lambda_2^4} \end{cases}, \quad (19)$$

式中 r_{∞} 、 A 和 B 均为常数。

3 实 验

3.1 实验装置

实验用 He-Ne 激光器作为相干光源,建立一套马赫-曾德尔激光干涉显微测量系统,如图 2 所示。干涉实验对振动有很高要求,一般的低温设备振幅高达数十微米,无法满足实验要求。实验采用的是低振动低温恒温器,其振幅小于 $0.5 \mu\text{m}$,与环境振动相当。由于靶丸置于厚度为 40 mm 的低温恒温器中,加上分束立方体的空间限制以及分辨率要求,成像物镜选用工作距离为 49 mm 、放大倍数为 10 的尼康测量显微镜物镜。

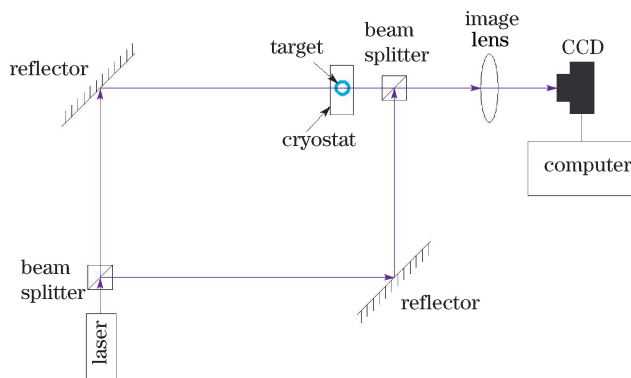


图 2 实验装置示意图

Fig. 2 Schematic diagram of experimental setup

3.2 实验结果

实验样品为充气玻璃微球,开启低温设备,将温度降低至稍低于氙的三相点温度,使氙气固化于微球与铜靶杆连接处(此处温度最低)。调节背景干涉条纹的宽度,当参考光与物光近似平行时,背景条纹几乎布满整个屏幕,这时将靶丸清晰成像于视场中心即可获得无背景条纹的靶丸常数相位干涉图,如图 3(a)所示,利用该干涉图可粗略估计球壳的同心度。

要想使靶丸常数相位干涉图在球壳中心处产生极大值或极小值几乎是不可能的,因此需要倾斜参考光束使其相位在焦平面上沿一个方向呈线性变化,在该方向上背景条纹间距显示出参考光束的倾斜程度。调节参考光束使相对相位已知的点(如 π 弧度-暗纹)位于球壳图像中心,获得靶丸倾斜相位干涉图,如图 3(b)所示。倾斜参考光束并不影响垂直方向(沿背景条纹方向)的条纹间距。遮挡参考光,获得靶丸显微图像,如图 3(c)所示。温度升高至燃料固体完全气化,调节背景条纹使靶丸内干涉条纹位于球壳中心,如图 3(d)所示。图 3(e)为同一发靶丸在充气较短时间内(此时气体浓度较大)的气态倾斜相位干涉图(常温)。

3.3 计算方法

3.3.1 靶丸壁厚计算

用图像分析软件处理燃料固化时的有背景条纹的干涉图[图 3(b)]。首先过靶丸球心沿背景条纹方向拉一条直线,获得相应的强度曲线,如图 4 所示。由强度曲线可测得沿背景条纹方向邻近球心的两个极小值之间的间距为 $2x$,条纹间距 x 除以微球半径 R 即计算得到 f ,进而计算得到暗纹位置的入射角 θ_0 。根据第 2 节所述方法,利用 Excel 程序,以 $0.01 \mu\text{m}$ 的间隔输入待测球壳壁厚 t ,分别计算 $\Delta p(\theta_0)$ 和 $\Delta p(0)$,两者之差恰好等于波长 $\lambda(0.6328 \mu\text{m})$ 时的输入壁厚 t 即为球壳壁厚的测量值。图 3 所示靶丸外径 R 为 $520 \mu\text{m}$,玻璃球壳折射率 $n_1=1.5$,内腔折射率 $n_2=1.00038$,测得暗纹相对距离为 $f=0.7621$,计算得到壁厚 t 为 $2.36 \mu\text{m}$ 。

3.3.2 燃料气体浓度计算

如图 3(d)所示,由于靶丸内充有氙气,与燃料气体固化的情况不同,条纹形状也有很大差异。测得相邻暗纹的相对距离为 $f=0.881$,计算相应的 θ_0 ,折射率 n_2 从 1 开始以 1×10^{-5} 的间隔递增,设 $\Delta' p =$

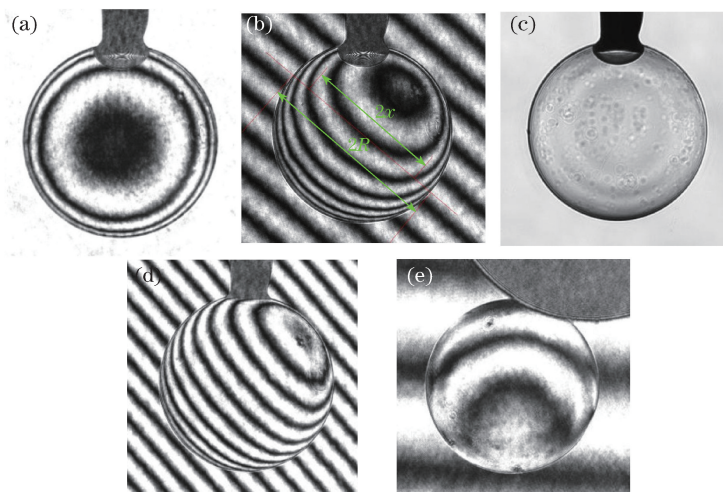


图 3 靶丸干涉图和显微图像。(a)燃料固化时的常数相位干涉图;(b)燃料固化时的倾斜相位干涉图;
(c)燃料固化时的显微图像;(d)(e)燃料气化时的倾斜相位干涉图

Fig. 3 Interferograms and micrograph of target pellet. (a) Constant-phase interferogram with frozen fuel;
(b) tilted-phase interferogram with frozen fuel; (c) micrograph with frozen fuel;
(d)(e) tilted-phase interferograms with gaseous fuel

$\Delta p(\theta_0) - \Delta p(0)$,图 5 所示为 $\Delta'p$ 与 n_2 的关系曲线。由图可以看出,随着折射率的增加(即随着靶丸内气体浓度的增加), $\Delta'p$ 从正值连续减小直至负值,因此 $|\Delta'p|$ 等于 $0.6328 \mu\text{m}$ 时对应的 n_2 有两个,即 1.00198 和 1.00648。图 6(a)、(b)分别为折射率 n_2 为 1.00198 和 1.00648 时对应的 $\Delta'p$ 与 f 关系曲线。由图 6 可看出, n_2 为 1.00198 时 $\Delta'p$ 从球心到球内壁连续增大(球心位置光程最小),表现为图 3(d)所示的条纹形状;而折射率为 1.00648 时 $\Delta'p$ 从球心到球内壁开始连续减小(球心位置光程最大),至 $f=0.93$ 时达到最小值,然后开始递增,表现为图 3(e)所示的边缘条纹方向突变。因此该靶丸内气体折射率 $n_2(\lambda=0.6328 \mu\text{m})$ 取值为 1.00198。但(17)式中 n_2 为波长 $0.55 \mu\text{m}$ 的折射率,根据(18)式换算后 $n_2(\lambda=0.55 \mu\text{m})$ 为 1.00199。根据(17)式计算得到靶丸内氘气浓度为 643.8 mol/m^3 。

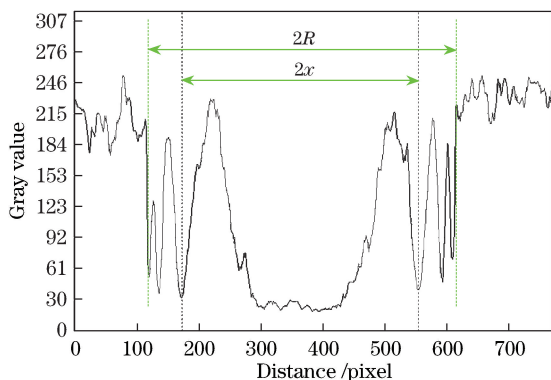


图 4 过靶丸干涉图中心沿背景条纹方向的灰度曲线
Fig. 4 Gray curve of interferogram center of target pellet along direction of background fringes

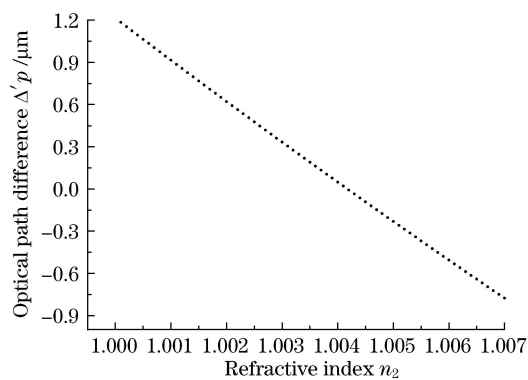


图 5 $f=0.881$ 时光程变化与气体折射率的关系
Fig. 5 Relationship between optical path difference and gas refractive index when $f=0.881$

4 结果与讨论

4.1 靶丸壁厚测量结果

表 1 为常温下条纹形状分析法测量结果,将其与条纹移动法测量结果(假定为真值)作对比,平均误差为 $0.1 \mu\text{m}$,相对误差在 10% 以内。

4.2 燃料气体浓度测量结果标定

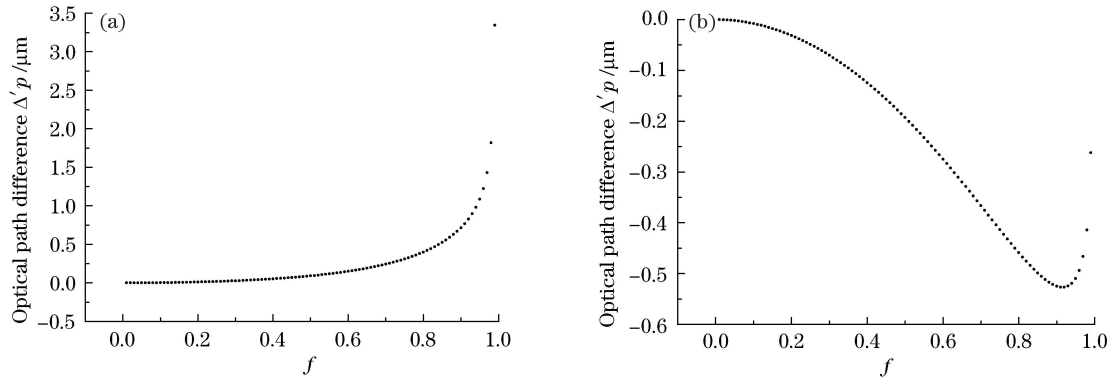


图 6 不同气体折射率下 $\Delta'p$ 与 f 的关系。(a) $n_2=1.00198$; (b) $n_2=1.00648$

Fig. 6 Relationships between optical path difference $\Delta'p$ and f under different gas refractive indexes.

(a) $n_2=1.00198$; (b) $n_2=1.00648$

为了验证燃料气体浓度测量结果的可靠性,实验中同时获取了燃料完全固化后的显微图像[图 3(c)],固化后的燃料近似椭球,固体浓度取氘三相点固体浓度 49175 mol/m^3 。已知微球外径和壁厚后,可计算微球内腔体积,燃料饱和气体体积等于微球内腔体积减去椭球固体体积,已知氘三相点饱和气体浓度为 124 mol/m^3 ,计算与固体共存的燃料饱和气体质量。根据浓度的定义,计算靶丸内气体浓度(称为定义法)。

表 1 条纹形状法和条纹移动法测量靶丸壁厚的结果比对

Table 1 Comparison between wall thickness measurement results from fringe shape analysis and that from fringe shift analysis

No.	Thickness / μm		Error / μm	Relative error / %
	Fringe shape analysis	Fringe shift analysis		
1	3.62	3.54	0.08	2.3
2	2.10	1.97	0.13	6.6
3	2.49	2.36	0.13	5.5
4	3.23	3.21	0.02	0.6
5	3.11	2.95	0.16	5.4
6	2.53	2.43	0.10	4.1
7	2.15	2.02	0.13	6.4
8	2.40	2.36	0.04	1.7

定义法自身涉及的因素较多,导致测量结果有一定的不确定度,下面对定义法测量气体浓度 ρ_g 的标准不确定度 $\mu(\rho_g)$ 进行分析。定义法测得的气体浓度可以表示为

$$\rho_g = \frac{m}{V_c} = \frac{\rho_s V_e + \rho_t (V_c - V_e)}{V_c} = \frac{V_e}{V_c} (\rho_s - \rho_t) + \rho_t, \quad (20)$$

式中 m 为燃料总的物质的量, V_c 为微球内腔体积, V_e 为燃料固体椭球体积, ρ_s 为氘三相点固体浓度, ρ_t 为氘三相点饱和气体浓度。气体浓度 ρ_g 的灵敏系数可表示为 $c_1 = \partial \rho_g / \partial V_e = (\rho_s - \rho_t) / V_c$ 和 $c_2 = \partial \rho_g / \partial V_c = (\rho_s - \rho_t) / V_c^2$, 则合成不确定度为

$$\mu(\rho_g) = \sqrt{c_1^2 \mu^2(V_e) + c_2^2 \mu^2(V_c)}. \quad (21)$$

根据椭球体积 $V_e = 4\pi \cdot abc / 3$ (a, b, c 为椭球的半主轴长) 和球腔体积 $V_c = 4\pi (R - t)^3 / 3$ 可分别计算不确定度分量 $\mu(V_e)$ 和 $\mu(V_c)$:

$$\mu^2(V_e) = \left(\frac{4\pi}{3} bc\right)^2 \cdot \mu^2(a) + \left(\frac{4\pi}{3} ac\right)^2 \cdot \mu^2(b) + \left(\frac{4\pi}{3} ab\right)^2 \cdot \mu^2(c), \quad (22)$$

$$\mu^2(V_c) = [4\pi (R - t)^2]^2 \cdot \mu^2(R) + [-4\pi (R - t)^2]^2 \cdot \mu^2(t). \quad (23)$$

此处涉及的椭球中的 $a = b < c$ 。微球直径由测量显微镜测得,直径的标准测量不确定度为 $1.5 \mu\text{m}$,因此半径 R 的标准测量不确定度 $\mu(R) = 0.75 \mu\text{m}$ 。由图像处理获得椭球主轴的标准测量不确定度约为 $1 \mu\text{m}$,因此半主轴的标准测量不确定度约为 $\mu(a) = \mu(b) = \mu(c) = 0.5 \mu\text{m}$ 。由前文所得的平均误差,靶丸壁厚的标准测

量不确定度为 $\mu(t)=0.1 \mu\text{m}$ 。根据(22)式和(23)式可分别计算 $\mu(V_e)$ 、 $\mu(V_c)$ ，再根据(21)式即可得到合成不确定度 $\mu(\rho_g)$ 。

表 2 为条纹形状法与定义法的测量结果，两者之间的相对测量误差在 5% 以内，证明条纹形状法测量靶丸内燃料气体浓度是可信的。取包含因子 $k=2$ ，则扩展不确定度为 $U=2\times\mu(\rho_g)$ ，表 2 列出了定义法测量燃料气体浓度的扩展不确定度 U 。

表 2 条纹形状法和定义法测量靶丸气体浓度的结果比对

Table 2 Comparison between gas concentration measurement results from fringe shape analysis and that from definition analysis

No.	Thickness / μm	Diameter / μm	Gas concentration /(mol/m^3)		$U /$ (mol/m^3)	Error / (mol/m^3)	Relative error /%
			Fringe shape analysis	Definition analysis			
1	2.36	520	643.8	661.7	16.7	-17.9	2.7
2	2.71	556	734.4	715.3	16.9	19.1	2.7
3	3.95	238	7288.1	7133.3	317.4	154.8	2.2
4	4.63	234	8043	8045.4	361.4	-2.4	0.02

4.3 光线偏移对测量结果的影响

第 2.3 节中计算球壳厚度和燃料气体浓度时，输入的 f 值实际上是出射光线投影到焦平面上的相对位置 f 值，而计算光程差时用的是入射光线的 f 值，两者因光线的偏移存在一定偏差，图 7(a)是针对实验所用 1 号靶丸(燃料固化, $n_2=1.00038$)计算的焦平面上光线径向偏移 Δr 与入射光线 f 值的关系曲线，可以看出 f 为 0~0.9 时，最大径向偏差 Δr 小于 $0.06 \mu\text{m}$ ， f 值偏差 $\Delta f = \Delta r/R$ 小于 0.0002，因此 f 值偏差造成的影响可以忽略不计。当靶丸内燃料处于气态时，根据第 2.3.2 节， $n_2=1.00198$ ，则 f 为 0~0.9 时，最大径向偏差 Δr 小于 $0.03 \mu\text{m}$ ，如图 7(b)所示，径向偏差对测量结果的影响更小。因此直接用出射光线的 f 值代替入射光线的 f 值是合理的。

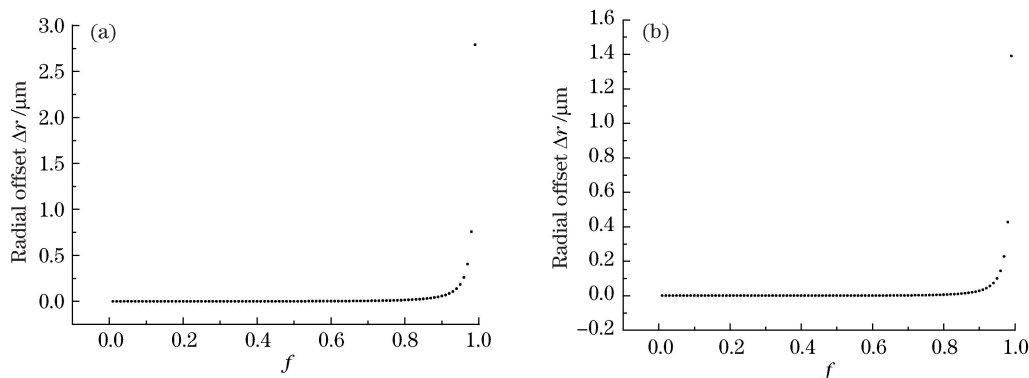


图 7 不同气体折射率下径向偏移 Δr 与入射光线 f 值的关系。(a) $n_2=1.00038$ ；(b) $n_2=1.00198$

Fig. 7 Relationships between radial offset Δr and f of incident ray under different gas refractive indexes.

(a) $n_2=1.00038$ ；(b) $n_2=1.00198$

5 结 论

建立了一套马赫-曾德尔激光干涉显微测量系统，可原位测量冷冻靶丸壁厚及靶丸内燃料气体浓度等参数。发展了干涉条纹形状分析技术，利用相应的单色光干涉条纹图，通过分析测量倾斜参考光束沿背景条纹方向的靶丸干涉条纹间距，可得到靶丸壁厚及靶丸内燃料气体浓度。

常温下测量了一批未充气玻璃微球壁厚，利用条纹形状分析法测量壁厚的相对误差小于 10%。以浓度定义测量结果为标准，条纹形状分析法测量燃料气体浓度的相对误差小于 5%。限制条纹形状分析法测量准确度的关键因素是难以准确地将干涉条纹定位于靶丸几何中心，尤其是当环境振动导致条纹晃动时。在显示屏上靶丸图像中心定标，当条纹中心调至接近靶丸中心时，利用条纹的低频晃动，连拍数幅图像，最终选取条纹中心与靶丸中心重合最好的干涉图来进行分析处理，提高了测量准确度。

由于采用了长工作距离的成像物镜，建立的激光干涉显微测量系统适合测量低温样品室内的冷冻靶参

数,下一步将测量微球偏心度以及均化后的冷冻燃料层厚度。

参 考 文 献

- 1 Rygg J R, Frenje J A, Li C K, *et al.* Tests of the hydrodynamic equivalence of direct-drive implosions with different D_2 and ^3He mixtures[J]. *Physics of Plasmas*, 2006, 13(5): 052702.
- 2 Gram R Q, Wittman M D, Immesoete C, *et al.* Uniform liquid-fuel layer produced in a cryogenic inertial fusion target by a time-dependent thermal gradient[J]. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 1990, 8(4): 3319-3323.
- 3 Bittner D N, Collins G W, Monsler E, *et al.* Forming uniform HD layers in shells using infrared radiation[J]. *Fusion Technology*, 1999, 35(2): 244-249.
- 4 Sanchez J J, Upadhye R S. Non-destructive method for measuring the D_2/DT fill pressure and permeability for direct-drive plastic shells[J]. *Nuclear Fusion*, 1991, 31(3): 459-464.
- 5 Weinstein B W, Hendrick C D. Interferometric measurement of laser fusion targets[J]. *Applied Optics*, 1978, 17(22): 3641-3646.
- 6 Zheng Yongming, Li Xiuqin, Zhao Chaokang, *et al.* Measurements of fuel content in laser fusion targets[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1989, 1(1): 69-76.
郑永铭, 李秀琴, 赵朝康, 等. 激光聚变靶中氘氙燃料的测量[J]. *强激光与粒子束*, 1989, 1(1): 69-76.
- 7 Gao Dangzhong, Jia Peng, Liu Yuanqiong. Using laser Raman scattering to measure fuel content in ICF shell[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2009, 21(7): 1019-1022.
高党忠, 贾 鹏, 刘元琼. 激光拉曼散射测量 ICF 靶丸燃料含量[J]. *强激光与粒子束*, 2009, 21(7): 1019-1022.
- 8 Wang Chaoyang, Li Bo, Zhang Zhanwen, *et al.* Mass spectrum analysis of mixture gas in fusion targets[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, 17(5): 711-714.
王朝阳, 李 波, 张占文, 等. 靶丸内混合气体的质谱法测量技术[J]. *强激光与粒子束*, 2005, 17(5): 711-714.
- 9 Rensel W B, Henderson T M, Solomon D E. Novel method for measuring total pressure of fuel gas in hollow, glass microshell pellets[J]. *Review of Scientific Instruments*, 1975, 46(6): 787-791.
- 10 Salazar M A, Gobby P, Watt R. Pressure testing of microballoons by bursting[J]. *Fusion Technology*, 2000, 38: 136-138.
- 11 Stephens R B, Wittman M D. Laser fusion target shell wall thickness from interference fringe shape analysis[J]. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 1994, 12(4): 1302-1308.
- 12 Chen Qianghua, Luo Huifu, Wang Sumei, *et al.* Measurement of air refractive index based on surface plasmon resonance and phase detection by dual-frequency laser interferometry[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(1): 0108001.
陈强华, 罗会甫, 王素梅, 等. 基于表面等离子体共振和双频激光干涉相位测量的空气折射率测量[J]. *中国激光*, 2013, 40(1): 0108001.
- 13 Chen Qianghua, Liu Jinghai, Luo Huifu, *et al.* Refractive index measurement system of liquid based on surface plasmon resonance[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(5): 0512002.
陈强华, 刘景海, 罗会甫, 等. 一种基于表面等离子体共振的液体折射率测量系统[J]. *光学学报*, 2015, 35(5): 0512002.
- 14 Briggs C K, Tsugawa R T, Hendricks C D, *et al.* Estimated refractive index and solid density of DT, with application to hollow-microsphere laser targets[R]. Livermore: Lawrence Livermore National Laboratory, 1975.
- 15 Childs G E, Diller D E. Refractive index of liquid deuterium[J]. *Advances in Cryogenic Engineering*, 1969, 15: 65-69.