

doi: 10.3788/gzxb20124101.0061

高折射率玻璃微珠色散特性及影响

吕虎¹, 李大海¹, 薄健康¹, 郭东华², 王琼华¹

(1 四川大学 电子信息学院, 成都 610065)

(2 交通运输部公路科学研究院, 北京 100088)

摘要:基于二次彩虹法用三种不同波长(632.8 nm、532 nm、404 nm)的激光测量了玻璃微珠的折射率,并由柯西色散公式拟合得到三种典型高折射率玻璃微珠 1.90、1.93 和 2.2 的色散方程,得出现行的玻璃微珠具有正常色散但色散较大的结论.通过分析在不同入射角情况下,色散对玻璃微珠回归反射性能的影响,得出折射率 1.90 和 1.93 的玻璃微珠具有优良的回归反射性能.此外,用光线追迹模拟了色散对回归反射后光能量在近轴区域分布的影响,折射率 1.90 和 1.93 的玻璃微珠回归反射光线的能量主要集中在 5° 范围内.

关键词:玻璃微珠;二次彩虹;色散;回归反射

中图分类号:O436.3;TQ171.79

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2012)01-0061-6

0 引言

高折射率玻璃微珠(折射率 $n \geq 1.9$)因具有良好的回光反射性能,在交通标志、反光材料和配合目标等方面有着广泛的应用.其折射率的大小直接影响回归反射性能,是玻璃微珠理化性能的重要参量. F. Sarcinelli 等人^[1]用折射光线分析法测量玻璃微珠的折射率但误差较大;自 Takeshi Yamaguchi^[2]研究艾里虹理论测量玻璃微珠折射率方法后,利用艾里理论测量玻璃微珠折射率受到重视和应用,二次彩虹法^[3-4]便是一种基于艾里理论能快速有效测出微珠折射率的方法,甚至在测量折射率渐变的对象时,彩虹法也是一种有效的方法^[5].但是由于色散效应的存在,当入射光的波长不同时,测得的相应折射率值也会发生变化,而对高折射率玻璃微珠的折射率色散特性却很少有人研究.本文通过使用三种不同入射波长($\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 、 532 nm 、 404 nm)的激光测量不同系列高折射率玻璃微珠的折射率,根据柯西色散公式得到其在可见光区域的色散方程,并分析玻璃微珠的色散特性对回归反射性能的影响.

1 测量原理

利用二次彩虹法测量高折射率玻璃微珠的折射率:平行光线入射至玻璃微珠后经过二次内反射,在一定条件下以最小偏向角出射,通过测量最小偏向

角,即可求得玻璃微珠折射率.准确测量二次反射的最小偏向角是测量玻璃微珠折射率的关键.

图 1(a)是平行光在玻璃微珠内的反射和折射,出射光线和入射光线之间形成偏向角,随着入射角增大,偏向角逐渐减小,当达到最小值又逐渐增大,在最小偏向角附近的出射光线最密集,密集光线之间的相互干涉就形成了虹^[6].图 1(b)是光线在玻璃微珠内一次反射和二次反射示意图,以入射角 i 、折

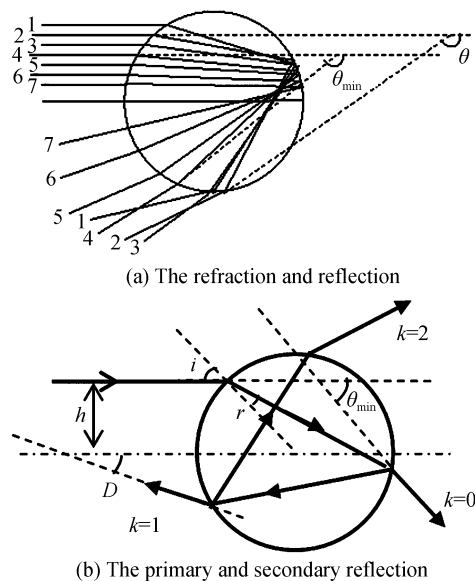


图 1 平行光线在玻璃微珠中的折射与反射模型
Fig. 1 Refraction and reflection modes of rays with collimated lights illuminating a glass bead

基金项目:2008 年质检公益性行业科研专项项目“《道路逆反射玻璃珠测试方法》国际标准研制”(No. 200810466)资助

第一作者:吕虎(1986—),男,硕士研究生,主要研究方向为光学测量. Email:lvshyfy@163.com

导师(通讯作者):李大海(1968—),男,教授,博士,主要研究方向为光学检测、光学信息处理与三维立体显示等. Email:lidahai@scu.edu.cn

收稿日期:2011-07-27;修回日期:2011-10-18

射角 r 的光线在折射率为 n 的玻璃微珠内经过 k 次反射后,偏向角 θ 可以表示为

$$\theta = k\pi + 2i - 2r(k+1) \quad (1)$$

几何最小偏向角 θ_{\min} 可以表示为^[7]

$$\theta_{\min} = k\pi + 2\arccos \sqrt{\frac{n^2-1}{k^2+2k}} - 2(k+1) \cdot \sin \left(\frac{1}{n} \sqrt{1 - \frac{n^2-1}{k^2+2k}} \right) \quad (2)$$

艾里理论从波动光学出发,通过惠更斯原理较为准确的解释了二次彩虹现象以及二次彩虹的光强分布,由艾里彩虹理论可得

$$I(Z) = f^2(Z) \quad (3)$$

$$f(Z) = \int_0^\infty \cos \frac{\pi}{2} (v^3 - Zv) dv \quad (4)$$

$$Z = -2(\theta_m - \theta) \left(\frac{6a^2}{h\lambda^2} \right)^{1/3} \quad (5)$$

$$h = \frac{(k^2+2k)^2}{(k+1)^2(n^2-1)} \left[\frac{(k+1)^2-n^2}{n^2-1} \right]^{1/2} \quad (6)$$

式中, $f(Z)$ 称为艾里彩虹积分, a 为粒子的半径, λ 为入射光的波长, k 为内反射次数, n 为玻璃微珠与周围介质的相对折射率(实验中相对折射率即为玻璃微珠折射率). 对于均匀球形粒子,最小偏向角 $\theta_{\max,0}$ 的位置由式(7)决定^[8]

$$\theta_{\max,0} - \theta_{\min} = 1.807376 (h\pi^2/12)^{1/3} x^{-2/3} \quad (7)$$

式中, $x = 2\pi a/\lambda$ 为粒子的尺寸参量, θ_{\min} 为玻璃微珠二次彩虹形成的几何最小偏向角,可得

$$\theta_{\max,0} = k\pi + 2\arccos \sqrt{\frac{n^2-1}{k^2+2k}} - 2(k+1) \cdot \arcsin \left(\frac{1}{n} \sqrt{1 - \frac{n^2-1}{k^2+2k}} \right) + 1.087376 \cdot \left[\frac{(k^2+2k)^2}{(k+1)^2(n^2-1)} \sqrt{\frac{(k+1)^2-n^2}{n^2-1}} \pi^2/12 \right]^{1/3} \cdot \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^{-2/3} \quad (8)$$

式(8)表明,在确定内反射次数 k 、粒子半径 a 和入射波长 λ 情况下,测出 $\theta_{\max,0}$ 的值,便可由式(8)反演计算出折射率的值.

2 测量方法

根据艾里理论,采用二次彩虹方法测量高折射率玻璃微珠折射率的实验装置如图 2. 激光器出射的激光经焦距为 550 mm 的透镜聚焦,此时入射到玻璃微珠的光线可近似看作平行光,通过光阑滤除杂散光后,聚焦在附着于载玻片后方的玻璃微珠上,经玻璃微珠散射后在接收屏上形成的二次彩虹条纹图,CCD(Charge-coupled Device, CCD)相机采集接收屏上的条纹图. 记录二次彩虹条纹图的半径 R 和

距离 L ,便可计算出最小偏向角

$$\theta_{\max,0} = 2\pi - \arctan(R/L) \quad (9)$$

进而由式(8)计算出玻璃微珠的折射率.

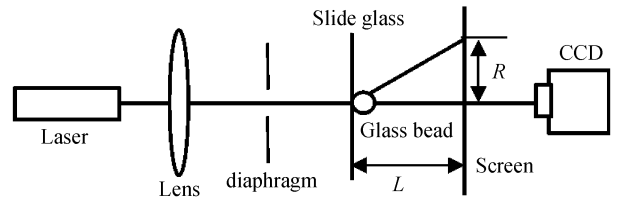
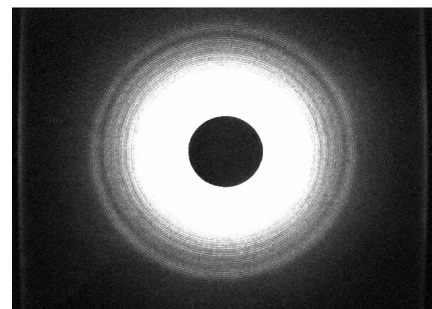


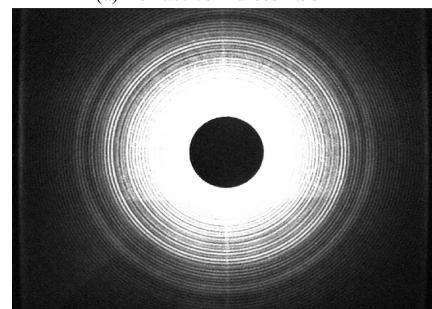
图 2 二次彩虹法测量玻璃微珠实验装置原理

Fig. 2 Schematic diagram of the experimental setup for our secondary rainbow method measurement

在计算折射率时,可以通过测量多个玻璃微珠进行数据统计平均,减小半径变化引入的折射率测量误差. 实际实验中,对每一组玻璃微珠统计测量约 200 颗,取其平均值,得到玻璃微珠折射率被测值. 实验中所测的三种玻璃微珠的折射率在入射光波长 587.6 nm 时的名义值为 1.90、1.93 和 2.2,图 3 是折射率为 1.93 和 2.2 的高折射率玻璃微珠二次彩虹条纹图. 折射率 1.90 的二次彩虹条纹图和 1.93 的类似,在最小偏向角附近会出现 4~6 环圆环,而折射率 2.2 的玻璃微珠在最小偏向角附近会出现 2~4 个圆环,它们因出射光在最小偏向角处相互干涉而形成. 图 4 是模拟折射率 1.93 玻璃微珠艾里理论二次彩虹光强分布,高折射率玻璃微珠光强艾里分布呈现包络状,在最小偏向角处光强最强,由最小偏向角向大角度处的光强依次减弱.



(a) Refractive indices 1.93



(b) Refractive indices 2.2

图 3 折射率 1.93 和折射率 2.2 玻璃微珠二次彩虹图

Fig. 3 Secondary rainbow fringe pattern of a glass bead with refractive indices 1.93 and 2.2

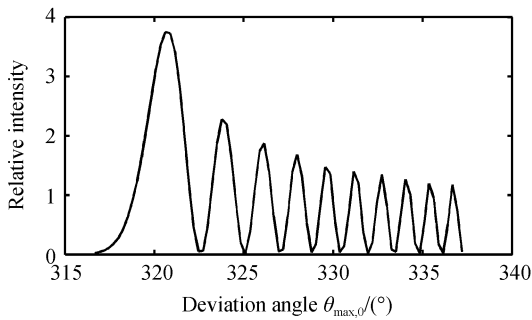


图4 二次彩虹艾里理论光强分布

Fig.4 Simulation plot of secondary rainbow by Airy theory

3 色散方程拟合

描述光学材料色散关系的方程主要有^[9]: Cauchy 方程, Hartmann 方程、Cornu 方程、Herzberger 方程、Conrady 方程、Sellmeier 色散方程等. 与其它色散方程相比,柯西色散方程有一定的理论基础且形式简单^[10],在合理的描述光学材料色散效应且需误差较小时,柯西色散方程是常用方程之一^[11].在研究薄膜的厚度和光学常量时,利用柯西方程拟合也是一种有效的方法^[12].

本文用图 2 所示的实验装置对三种玻璃微珠采用波长分别为 632.8 nm、532 nm 和 404 nm 的三种激光进行测量,利用柯西色散公式

$$n(\lambda) = n_0 + \frac{n_1}{\lambda^2} + \frac{n_2}{\lambda^4} \quad (10)$$

拟合得到色散关系曲线.其中 λ 为入射波长, n_0 、 n_1 、 n_2 为柯西色散系数, $n(\lambda)$ 为与波长对应的折射率,不考虑对光的吸收作用下, $n(\lambda)$ 为复折射率的实部.

表 1 是折射率名义值为 1.93、不同直径的玻璃微珠折射率测量结果,随着入射波长的减小,折射率测量值增大,符合正常色散的特点.玻璃微珠的折射率随入射波长的变小而增大,其最小偏向角的位置也在增大,对于不同直径的玻璃微珠,最小偏向角大小稍有不同.当入射波长 $\lambda = 632.8$ nm 时,三种不同直径玻璃微珠最小偏向角在 $319^\circ \sim 320^\circ$ 之间;入

表 1 不同直径折射率 1.93 玻璃微珠测量结果
Table 1 Measured results of glass beads with nominal refractive index 1.93 in different diameters

Wavelength/ nm	Diameter $2a/\mu\text{m}$	Refractive index n	\bar{n}	n_p
632.8	95±5	1.914 4	1.915 4	1.915 4
	85±5	1.916 5		
	77.5±2.5	1.915 4		
532	95±5	1.931 8	1.932 2	1.932 2
	85±5	1.933 2		
	77.5±2.5	1.931 6		
404	95±5	1.995 2	1.993 4	1.993 4
	85±5	1.994 6		
	77.5±2.5	1.990 4		

射波长 $\lambda = 532$ nm 时,最小偏向角处于 321° 左右;而当波长 $\lambda = 404$ nm 时,最小偏向角在 $325^\circ \sim 326^\circ$ 之间.

对表 1 中波长与折射率对应的九组数据利用最小二乘原理据进行拟合,可以得到色散方程为

$$n(\lambda) = 1.8930 + 0.3868 \times 10^4 / \lambda^2 + 0.2042 \times 10^{10} / \lambda^4 \quad (11)$$

解出三种波长对应的折射率,如表 1 的 n_p ,与测量出折射率的平均值相比较,两者的差异在 10^{-6} 数量级以上.图 5 为式(13)在可见光区域的色散特性曲线,此

时的拟合误差为 $\delta = \sum_{i=1}^9 (n - n_i)^2 = 1.75078 \times 10^{-5}$.

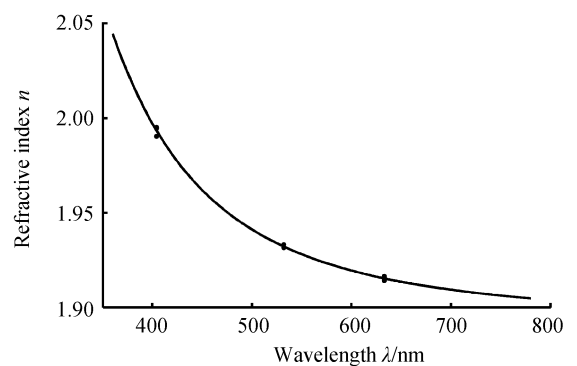


图5 拟合后折射率 1.93 玻璃微珠色散曲线

Fig.5 The fitted dispersion curve of one type of glass bead with $n=1.93$

同理,对折射率为 1.90 和 2.2 的玻璃微珠折射率测量结果如表 2,微珠的直径为 $95 \pm 5 \mu\text{m}$.折射率 1.90 的玻璃微珠的柯西色散公式为

$$n(\lambda) = 1.7921 + 4.6716 \times 10^4 / \lambda^2 - 0.2689 \times 10^{10} / \lambda^4 \quad (12)$$

折射率 2.2 的玻璃微珠的柯西色散公式为

$$n(\lambda) = 2.0327 + 6.8643 \times 10^4 / \lambda^2 - 0.2771 \times 10^{10} / \lambda^4 \quad (13)$$

表 2 折射率 1.90 和 2.2 玻璃微珠折射率测量结果
Table 2 Measured data of the refractive indices 1.90 and 2.2 glass beads

Glass Beads	Wavelength /nm	Refractive index
1.90	632.8	1.8920
	532	1.9236
	404	1.9774
2.2	632.8	2.1868
	532	2.2406
	404	2.3492

图 6 是折射率分别为 1.90、1.93 和 2.2 的玻璃微珠在可见光区域的色散特性曲线,三种高折射率玻璃微珠在可见光区域都符合正常色散特点:波长越短,折射率越大,色散率 $dn(\lambda)/d\lambda$ 增大.不同折射率的玻璃微珠组成成分的含量不同,三条色散曲线有一定的区别.由式(11)、(12)、(13)计算微珠在某

些特定波长的折射率： $\lambda = 587.6 \text{ nm}$ 处的 n_D 、 $\lambda = 486.1 \text{ nm}$ 处 n_F 、 $\lambda = 656.3 \text{ nm}$ 处的 n_C ，可计算出三种玻璃微珠的阿贝数 ν_D 分别为 17.992、27.921、12.507。三种玻璃微珠都有较小的阿贝数，即具有大的色散。

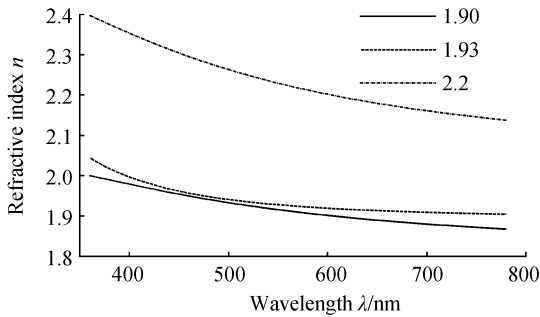


图6 折射率 1.90、1.93 和 2.2 玻璃微珠色散曲线
Fig. 6 The fitted dispersion curves of three glass beads with refractive indices 1.90, 1.93 and 2.2

4 色散对回归反射性能影响

玻璃微珠的回归反射性能对玻璃微珠的应用有很大的影响，回归反射指反射后的光线基本上沿着入射光的方向返回的光学现象。平行光入射玻璃微珠，会在微珠内部形成多次内反射，然而随着内反射的次数增加，出射的光强会迅速减弱，所以研究玻璃微珠回归反射性能时只考虑平行光的一次内反射情况。光线出射微珠方向与光轴线逆向之间的夹角为回归反射张角^[13]，根据图 1(b)，可知同一条光线的张角与偏向角互补，设玻璃微珠归一化的半径为 1，入射角 $i = \arcsin h$ ，折射角 $r = \arcsin (h/n)$ ，在式 (1) 中，令 $k=1$ ，则经过一次内反射后，出射光线张角为

$$D = \theta - \pi = 2\arcsin h - 4\arcsin (h/n) \quad (14)$$

在入射角确定时 (h 已知)，反射张角就只与折射率 n 有关。根据文献[13]的研究，当玻璃微珠折射率 $n < 2$ 时，回归反射性能随 n 值的增大而增强；当 $n > 2$ 时，玻璃微珠的回归反射性能随着折射率值的增大而减弱。而折射率在 1.8~1.9 之间的微玻璃球，在入射角相当大的范围内，经过偏转的光线将大致沿着光轴逆向返回，张角大约在 5° 以内^[14]。

由于色散效应的存在，白光入射玻璃微珠时其张角会因折射率的不同而有变化，图 7 为入射角 i 不同时，上述三种玻璃微珠在入射波长 $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ 和 $\lambda = 404 \text{ nm}$ 时的回归反射张角分布，入射角为 0° 时回归反射光线的张角也为 0° 。折射率 $n < 2$ 时，回归反射光线与入射光线的张角随着入射角的增大出现先增大后减小再增大的变化； $n > 2$ 时，张角随着入射角的增大而增大。

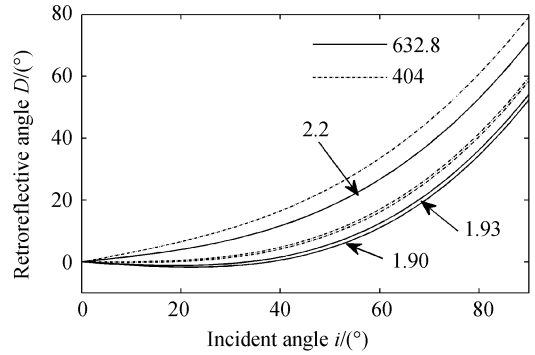


图7 不同入射角下玻璃微珠的回归反射角度分布
Fig. 7 Retroreflective angle distribution of three glass beads with different incident angle from 0° to 90°

对于折射率 1.90 和 1.93 的玻璃微珠，入射光波长为 632.8 nm 时，入射角在 50° 以内时，经过一次内反射的出射光线张角能保持在 5° 以内；当入射光波长为 404 nm 时，入射角在 40° 以内时，才能保持张角在 5° 以内。

而折射率 2.2 的玻璃微珠，只有近轴入射的平行光会形成张角比较小的锥形逆向回归光束。入射光波长为 632.8 nm 时，要保持张角在 5° 以内，入射角不应大于 25° ，而入射波长为 404 nm 时，入射角不应大于 15° 。

对比以上三种玻璃微珠，相比于 2.2 的玻璃微珠，1.90 和 1.93 的玻璃微珠具有更加优良的回归反射性能；在可见光范围内，入射光波长越长，玻璃微珠的回归反射性能越好。

5 软件模拟

为了分析色散对玻璃微珠一次反射的回归反射效应的影响，利用 ASAP (Advanced System Analysis Program, ASAP) 光学软件做了模拟分析：一束平行光照射玻璃微珠，经过一次内反射后出射，在距离为 L 的接收屏得到回归反射光线的能量分布。对玻璃微珠的色散效应用波长 $\lambda = 587.6 \text{ nm}$ 处的折射率 n_D 、 $\lambda = 486.1 \text{ nm}$ 处的 n_F 、 $\lambda = 656.3 \text{ nm}$ 处的 n_C 来描述，得到的阿贝数可以反映色散的大小，入射光波长分别取为 632.8 nm 、 532 nm 、 404 nm ，此时 ASAP 以内插法获取波长相应的折射率值。玻璃微珠回归反射的光能量大部分集中在张角很小的近轴范围内，偏离近轴区域的能量分布非常小，可以忽略不计，本文中利用 ASAP 模拟分析主要集中在近轴附近。

表 3 是模拟计算出三种玻璃微珠在反射张角在 1° 、 3° 和 5° 范围内的能量与整个回归反射能量比值，波长和折射率的变化会影响能量分布的改变。张角增大到 5° 范围时，三种玻璃微珠的能量分布比值都随着波长的减小而减小。折射率 1.90 和 1.93 的玻

玻璃微珠回归反射光线的主要能量集中在 5° 范围内, 1.90 的玻璃微珠回归反射性能稍优于 1.93 的玻璃微珠。

表 3 回归张角 1° 、 3° 、 5° 范围内的光能量比值
Table 3 Energy ratios of the retroreflective lights with retroreflective angles in the range of 1° , 3° and 5°

Glass Beads	Wavelength/nm	1°	3°	5°
1.90	404	21.70%	36.15%	46.12%
	532	36.25%	47.33%	55.41%
	632.8	17.45%	53.67%	60.98%
1.93	404	17.77%	32.77%	43.1%
	532	33.62%	45.61%	53.96%
	632.8	25.99%	48.88%	56.75%
2.2	404	0.03%	3.50%	8.52%
	532	0.71%	5.75%	13.46%
	632.8	1.08%	8.03%	17.28%

对折射率 1.90 和 1.93 的玻璃微珠而言,在张角很小时,能量分布的集中程度随着波长的减小而增大,如在 0.33° 的范围内,波长 632.8 nm 和 404 nm 时,1.90 的玻璃微珠回归反射的比值分别为 14.96% 和 4.27%,1.93 的玻璃微珠分别为 9.63%、6.8%;当张角范围增大到 1° ,波长为 532 nm 时的光能分布与其余两个波长处的相比更加集中;而张角增大到 2° 或以上时,折射率 1.90 和 1.93 的玻璃微珠反射光线的集中程度接近,其值随波长减小而减小。

而折射率 2.2 的玻璃微珠,张角很小的范围内回归光线的分布非常少,在 1° 范围时,回射的光能大约只占 1%;即使在 5° 范围内,只有一小部分能量集中在此区域,原因在于其回归反射张角分布很大,近轴附近光线较少。

6 结论

在艾里理论基础上,测量了三种高折射率玻璃微珠的折射率,根据柯西色散公式分析表明,三种玻璃微珠在可见光范围内都是正常色散,折射率随波长减小而增大。折射率的测量值是统计平均的结果,其中玻璃微珠半径的变化,会引入一定误差,统计分布可使测量结果趋于稳定值,但是由于折射率的测量准确度对色散系数影响较大,色散方程的精确度需要更精密的测量手段对玻璃珠折射率进行测量。不同折射率玻璃微珠的组成成分不同,色散方程也有一定的差异,但都具有大的色散。玻璃微珠的回归反射性能同样受到色散影响,入射光波长越短,折射率大时,回归反射光束的张角越大,要使回归反射张角较小,其入射角应越小。用 ASAP 模拟能量分布,折射率 1.93 和 1.90 的玻璃微珠回归反射能量主要集中在近轴附近,而 2.2 的玻璃微珠能量分布比较

广,近轴区域能量分布较少,需要配合辅助材料提高其定向反射性能。

参考文献

- [1] ARCINELLI F, IZZOFENATO R, CUDIERI F. Study of the refractive index of microscopic glass beads by light-refraction analysis[J]. *Applied Optics*, 1997, **36**(34): 8999-9004.
- [2] YAMAGUCHI T. Refractive index measurement of high refractive index glass beads[J]. *Applied Optics*, 1975, **14**(4): 1111-1115.
- [3] LIU Jing, LI Da-hai. Study on refractive index measurement of high refractive index glass beads by secondary rainbow method[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(12): 2307-2310.
刘静,李大海. 二次彩虹法测量高折射率玻璃微珠折射率的研究[J]. *光子学报*, 2007, **36**(12):2307-2310.
- [4] HUANG Fu-quan, LU Shan-ying, WANG Shao-min. The refractive index measurement of high refractive index glass beads[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(6): 753-756.
黄富泉,卢山鹰,王绍民. 高折射率玻璃微珠的测量[J]. *光子学报*, 2001, **30**(6):753-756.
- [5] VETRANO M P, BEECK J P A J, RIETHMULLER M L. Assessment of refractive index gradients by standard rainbow thermometry[J]. *Applied Optics*, 2005, **44**(34): 7275-7281.
- [6] HAN X, REN K F, MEES L *et al.* Surface waves/geometrical rays interferences: numerical and experiment behavior at rainbow angles[J]. *Optics Communication*, 2001, **195**(1-4): 49-54.
- [7] YANG Hong-kun, LI Da-hai, ZHOU Xin, *et al.* Study on the refractive index measurement of high refractive index glass beads by secondary rainbow method[J]. *Laser Journal*, 2006, **27**(20): 52-53.
杨宏坤,李大海,周昕,等. 二次彩虹法高折射率玻璃微珠的折射率测量研究[J]. *激光杂志*, 2006, **27**(20):52-53.
- [8] WANG R T, HUSLT H C. Rainbows; Mie computations and the Airy approximation[J]. *Applied Optics*, 1991, **30**(1): 106-117.
- [9] SMITH W J. *Modern optical engineering*[M]. 3rd ed. New York: McGraw-Hill, 2000: 175-178.
- [10] ATCHISON D A, SMITH G. Chromatic dispersions of the ocular media of human eyes[J]. *J Opt Soc Am A*, 2005, **22**(21): 29-37.
- [11] BALLAATO J, FOULGER S. Optical properties of perfluorocyclobutyl polymers[J]. *J Opt Soc Am B*, 2003, **20**(9): 1838-1843.
- [12] DING Wen-ge, YUAN Jing, LI Wen-bo *et al.* Thickness and optical constants calculation of hydrogenated amorphous silicon film based on transmission and reflectance spectra[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2011, **40**(7): 1096-1020.
丁文革,苑静,李文博,等. 基于反射和透射光谱的氢化非晶硅薄膜厚度及光学常量计算[J]. *光子学报*, 2011, **40**(7): 1096-1020.
- [13] WANG Bai-lu. Theoretical study of retroreflection of a minim glass bead[J]. *Acta Optical Sinica*, 1998, **18**(6): 693-699.
王柏庐. 微玻璃球回归反光条件的理论分析[J]. *光学学报*, 1998, **18**(6):693-699.
- [14] CHEN Yan-ming, HE Yu-ming. Study on the key factors deteriorating the retroreflective capability of glass microspheres[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(5): 629-632.
陈炎明,何玉明. 影响玻璃微珠回向反射性能的主要因素分析[J]. *光子学报*, 2003, **32**(5):629-632.

Dispersion Characteristic and Its Effect of High Refractive Index Glass Beads

LÜ Hu¹, LI Da-hai¹, BO Jian-kang¹, GUO Dong-hua², WANG Qiong-hua¹

(1 *School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

(2 *Research Institute of Highway Ministry of Transport, Beijing 100088, China*)

Abstract: Based on the secondary rainbow principle, three kinds of glass beads with typical refractive indices 1.90, 1.93 and 2.2 are measured by semiconductor lasers with three different wavelengths (632.8 nm, 532 nm and 404 nm). Then dispersion functions are determined according to Cauchy function and experimental results, which show that the normal dispersion characteristic belongs to the glass beads but with the large amount. By analyzing whether the dispersion has effect on retroreflective capability with different incident angles from 0° to 90° , it shows that the retroreflective capability of glass beads with refractive index 2.2 is inferior to those of 1.90 and 1.93. Additionally, the energy distribution of retroreflect lights in the paraxial region is simulated by ray tracing method. And the results indicate that the retroreflective energies of glass beads with refractive indices 1.90 and 1.93 are mainly concentrated in the range of 5° .

Key words: Glass bead; Secondary rainbow; Dispersion; Retroreflection