

# 宽波段全息罗兰光栅的优化

孔 鹏<sup>1,2</sup> 巴音贺希格<sup>1\*</sup> 李文昊<sup>1</sup> 唐玉国<sup>1</sup> 崔锦江<sup>3</sup>

<sup>1</sup>中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033  
<sup>2</sup>中国科学院研究生院, 北京 100049  
<sup>3</sup>中国科学院苏州生物医学工程技术研究所, 江苏 苏州 215163

**摘要** 罗兰光栅存在的主要像差是像散和弧矢彗差,影响其光通量和光谱分辨率。根据凹面全息光栅的几何像差理论,分析了记录光源点在罗兰圆外所制作的全息罗兰光栅的宽波段像差特性。发现像散和弧矢彗差能够在两个波长处被同时消除;并且在两波长之间的波段范围内,像散和弧矢彗差相对传统光栅均得到明显改善。基于此像差特性提出一种设计宽波段高分辨罗兰光栅的方法,通过选择适当的使用结构和校正波长,能够在整个使用波段有效地校正像散和弧矢彗差。利用这种优化方法设计了工作波段为 160~600 nm 的罗兰光栅。光线追迹结果显示,所设计光栅的光谱分辨率和能量集中度在整个使用波段较传统光栅均有显著提高。

**关键词** 光栅;全息;罗兰圆;像差校正;宽波段

**中图分类号** O436.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0409003

## Optimization of Rowland Circle Mounts for Broad-Band Spectrographs

Kong Peng<sup>1,2</sup> Bayanheshig<sup>1</sup> Li Wenhao<sup>1</sup> Tang Yuguo<sup>1</sup> Cui Jinjiang<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China  
<sup>2</sup> Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China  
<sup>3</sup> Suzhou Institute of Biomedical Engineering and Technology, Chinese Academy of Sciences, Suzhou, Jiangsu 215163, China

**Abstract** The main residual aberrations of Rowland circle mounts are astigmatism and sagittal coma, which seriously deteriorates the throughput and spectral resolution. An analytic study on the aberration property of a Rowland circle mount which is recorded with the off-Rowland recording geometry is presented. It is found that the astigmatism and sagittal coma can be simultaneously eliminated for two wavelengths, between which the aberrations are both greatly reduced. The Rowland-circle mounts used for broad-band spectrographs can be optimized by properly choosing the using geometry and correction wavelength. A grating working in the wavelength range of 160~600 nm is designed and compared with a conventional grating. The result indicates that significant reduction of the astigmatism and improvement of resolution are both achieved over a wide wavelength range.

**Key words** gratings; holography; Rowland circle; aberration correction; broad-band

**OCIS codes** 050.0050; 050.1950; 090.0090; 090.1000

**收稿日期**: 2010-10-22; **收到修改稿日期**: 2011-01-16

**基金项目**: 国家自然科学基金(60478034)、“十一五”国家科技支撑计划(2006BAK03A02)、国家创新方法工作专项(2008IM040700)和吉林省科技发展计划(20070523,20086013)资助课题。

**作者简介**: 孔 鹏(1981—),男,博士研究生,主要从事全息凹面光栅设计与制作工艺等方面的研究。

E-mail: kongdapeng@yahoo.com.cn

**导师简介**: 唐玉国(1967—),男,博士,研究员,主要从事光谱技术和光谱仪器等方面的研究。

E-mail: tangyg@yiliaoyiqi.com

\* **通信联系人**。E-mail: bayin888@sina.com

## 1 引 言

光栅是光谱仪器的核心元件,随着光栅设计理论的发展和制造水平的提高,依托于光谱仪器的光谱分析技术在工业、农业、医药、环境、生物医学等领域得到了广泛应用<sup>[1~5]</sup>。目前光栅光谱仪的发展方向主要有宽波段、高分辨、微型化等几个方面。在高分辨方面,罗兰圆结构无疑有着明显的优势。罗兰圆是指以凹面光栅曲率半径为直径的圆,在罗兰圆结构中光源点及其经凹面光栅所成的像点均位于罗兰圆上,此时所有波长光谱像的离焦和子午彗差均为零<sup>[6,7]</sup>,因此罗兰圆结构在光谱分析、光通信等领域有着广泛的应用<sup>[8~10]</sup>。

传统罗兰圆结构中使用的是平行等间距直刻线凹面光栅,它存在很大的像散和弧矢彗差。为了进一步提高分辨率,需要对其像差进行校正。最为常用的像差校正方法是利用激光干涉方法制作全息凹面光栅,通过调整光栅的记录结构和使用结构能够对罗兰圆残余的像散和弧矢彗差等像差进行校正。在对光栅记录结构进行优化设计时,两个相干点光源可以放置在罗兰圆上<sup>[11]</sup>,也可以放置在罗兰圆外<sup>[12~14]</sup>。Brown等<sup>[11]</sup>研究了记录点光源放置于罗兰圆上的情况,指出仅在满足条件 $1 \leq m\lambda/\lambda_0 \leq 2$ 的情况下像散和弧矢彗差才能在某一校正波长 $\lambda$ 处被同时消除,其中 $\lambda_0$ 为记录光波长。文献<sup>[13]</sup>给出了一种设计像差校正罗兰光栅的数值优化方法,但只能在一定波段内减小像差,不能消除像差。Churin等<sup>[8]</sup>和Grange<sup>[14]</sup>各自给出了相似的优化方法,能够在较宽的使用波段内减小像散,但无法校正弧矢彗差。

已有的报道仅给出在某单一波长处消除像散和弧矢彗差的方法和在一个较宽波段内减小像散的方法,而没有给出在宽波段条件下同时校正像散和弧矢彗差的方法。鉴于此,本文根据凹面光栅几何像差理论对罗兰圆结构的像差校正方法进行分析,发现当记录点光源在罗兰圆外时,像散和弧矢彗差能够在两个波长处被同时消除;并且,在这两个波长之间,像散和弧矢彗差均明显减小。基于此像差特性,提出一种宽波段高分辨全息罗兰光栅的优化设计方法,通过选择适当的使用结构和校正波长,能够在整个使用波段有效地校正像散和弧矢彗差。利用此方法设计一个工作波段为160~600 nm的全息罗兰光栅,运用光线追迹方法对其成像质量进行评价并与传统光栅进行比较。

## 2 罗兰光栅的像差校正

图1为罗兰光栅制作光路与使用光路示意图,以光栅表面中心点 $O$ 为原点建立直角坐标系,以点 $O$ 处的光栅表面法线为 $x$ 轴, $x$ - $y$ 平面为子午面即色散平面,沿光栅刻线方向为 $z$ 轴。图中的圆即是罗兰圆,其直径即是凹面光栅的曲率半径,其长度为 $R$ 。入缝中心点 $A$ 位于罗兰圆上,由 $A$ 点发出的波长为 $\lambda$ 的光线经光栅衍射后第 $m$ 级衍射光聚焦于罗兰圆上一点 $B$ 。记录光源点 $C, D$ 均位于子午面 $x$ - $y$ 内, $A, B, C, D$ 4点的中心主光线 $AO, BO, CO, DO$ 与 $x$ 轴夹角分别为 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ ,其角度的正负根据以下规则确定:在子午面 $x$ - $y$ 内,当夹角位于 $y$ 轴正方向一侧时符号为正,当夹角位于 $y$ 轴反方向一侧时符号为负。令 $AO, BO, CO, DO$ 的长度分别为 $R_a, R_b, R_c, R_d$ ,则 $A, B, C, D$ 4点的极坐标分别表示为 $(R_a, \alpha), (R_b, \beta), (R_c, \gamma), (R_d, \delta)$ 。点 $P(x, y, z)$ 为光栅表面上任一点,根据文献<sup>[15]</sup>可知,光线 $APB$ 的光程函数 $F$ 表示为

$$F(y, z) = F_{00} + F_{10} + \frac{1}{2}y^2 F_{20} + \frac{1}{2}z^2 F_{02} + \frac{1}{2}y^3 F_{30} + \frac{1}{2}yz^2 F_{12} + \dots, \quad (1)$$

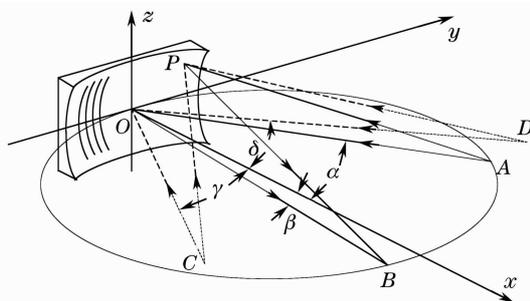


图1 罗兰光栅制作光路与使用光路示意图

Fig.1 Schematic diagram of a Rowland circle mount

式中 $F_{20}$ 及其以后的各 $F_{ij}$ 为光栅的像差系数,其中 $F_{20}$ 为离焦, $F_{02}$ 为像散, $F_{30}$ 为子午彗差, $F_{12}$ 为弧矢彗差。每一项像差系数都可以表示为

$$F_{ij} = M_{ij} + (m\lambda/\lambda_0) H_{ij}, \quad (2)$$

式中 $M_{ij}$ 与光栅的使用结构参数即 $A, B$ 的坐标有关, $H_{ij}$ 与全息光栅的制作结构参数即 $C, D$ 的坐标有关, $\lambda_0$ 为记录波长。

罗兰光栅在使用时物点 $A$ 与像点 $B$ 均位于罗兰圆上,即

$$R_a = R \cos \alpha, \quad R_b = R \cos \beta, \quad (3)$$

传统罗兰光栅为等间距直刻线,其像差系数中不包含全息项 $H_{ij}$ ,其在所有波长处的离焦和子午彗差

均为0,即 $F_{20} = F_{30} = 0$ 。传统罗兰光栅的残余像差主要是像散和弧矢彗差,其像散 $M_{02}$ 和弧矢彗差 $M_{12}$ 分别为

$$M_{02} = \frac{\sin^2 \alpha}{R \cos \alpha} + \frac{\sin^2 \beta}{R \cos \beta}, \quad (4)$$

$$M_{12} = \frac{\sin^3 \alpha}{R^2 \cos^2 \alpha} + \frac{\sin^3 \beta}{R^2 \cos^2 \beta}. \quad (5)$$

利用全息方法对像散和弧矢彗差进行校正时必须满足条件 $H_{20} = H_{30} = 0$ ,以保证子午聚焦条件 $F_{20} = F_{30} = 0$ 依然成立。对于记录光源不在罗兰圆上的情况,满足条件 $H_{20} = H_{30} = 0$ 的记录臂长( $R_c, R_d$ )与记录角( $\gamma, \delta$ )的关系式为<sup>[14]</sup>

$$R_c = R \frac{\sin \gamma \cos^2 \delta - \sin \delta \cos^2 \gamma}{\sin \delta (\cos \delta - \cos \gamma)}, \quad (6)$$

$$R_d = R \frac{\sin \gamma \cos^2 \delta - \sin \delta \cos^2 \gamma}{\sin \gamma (\cos \delta - \cos \gamma)}, \quad (7)$$

式中 $\gamma \neq 0, \delta \neq 0, \gamma \neq \pm \delta$ 。全息罗兰光栅使用结构参数和制作结构参数的求解方程为

$$\begin{aligned} \sin \alpha + \sin \beta_c &= m\lambda_c / \sigma, \\ \sin \delta - \sin \gamma &= \lambda_0 / \sigma, \end{aligned} \quad (8)$$

$$F_{12}(\alpha, \beta_c, \gamma, \delta, \lambda_c) = 0,$$

$$F_{02}(\alpha, \beta_c, \gamma, \delta, \lambda_c) = 0,$$

式中 $\sigma$ 为有效光栅常数, $\lambda_c$ 称为校正波长,即在 $\lambda_c$ 处光栅的弧矢彗差 $F_{12}$ 和像散 $F_{02}$ 被同时消除。

### 3 全息罗兰光栅的宽波段像差特性

方程组(8)在3种情况下有解,1) $\alpha = \beta_c$ ; 2) $\alpha \neq 0, \beta_c = 0$ ; 3) $\alpha = 0, \beta_c \neq 0$ 。下面分别就这3种情况分析讨论全息罗兰光栅的宽波段像差特性。

#### 3.1 $\alpha = \beta_c$

当 $\alpha = \beta_c$ 时校正波长 $\lambda_c$ 处的像散和弧矢彗差分别为0,即

$$F_{02}(\lambda_c) = 2 \frac{\sin^2 \alpha}{R \cos \alpha} + \left( \frac{mH_{02}}{\lambda_0} \right) \lambda_c = 0, \quad (9)$$

$$F_{12}(\lambda_c) = 2 \frac{\sin^3 \alpha}{R^2 \cos^2 \alpha} + \left( \frac{mH_{12}}{\lambda_0} \right) \lambda_c = 0. \quad (10)$$

对于波长 $\lambda_c$ 和 $\lambda = \lambda_c/2$ ,光栅方程分别为

$$2 \sin \alpha = \frac{m\lambda_c}{\sigma}, \quad (11)$$

$$\sin \alpha + \sin \beta(\lambda) = \frac{m\lambda_c}{2\sigma}. \quad (12)$$

对比(11),(12)式可知 $\beta(\lambda) = 0$ ,则 $\lambda = \lambda_c/2$ 处的像散和弧矢彗差分别为

$$F_{02}(\lambda) = \frac{\sin^2 \alpha}{R \cos \alpha} + \left( \frac{mH_{02}}{\lambda_0} \right) \frac{\lambda_c}{2}, \quad (13)$$

$$F_{12}(\lambda) = \frac{\sin^3 \alpha}{R^2 \cos^2 \alpha} + \left( \frac{mH_{12}}{\lambda_0} \right) \frac{\lambda_c}{2}. \quad (14)$$

结合(9),(10)式可知 $F_{02}(\lambda) = 0, F_{12}(\lambda) = 0$ 。也就是说,像散和弧矢彗差能够在两个波长,即 $\lambda_c$ 和 $\lambda = \lambda_c/2$ 处被同时消除。

图2(a)为像差校正全息光栅与传统光栅像差曲线的比较,其中全息光栅的刻线密度为1200 groove/mm,记录光波长 $\lambda_0 = 413.1$  nm,光谱级次 $m = +1$ ,校正波长 $\lambda_c = 500$  nm,入射角 $\alpha = \beta_c = 17.458^\circ$ ,记录角分别为 $\gamma = 25.903^\circ, \delta = 68.840^\circ$ ;传统光栅的罗兰圆直径、刻线密度、入射角与全息光栅均相同。从图中可以看出,全息光栅的像散与弧矢彗差不仅在 $\lambda_c$ 与 $\lambda = \lambda_c/2$ 处为0,且在 $\lambda_c$ 与 $\lambda = \lambda_c/2$ 之间的波长范围内均远小于传统光栅。通过对不同

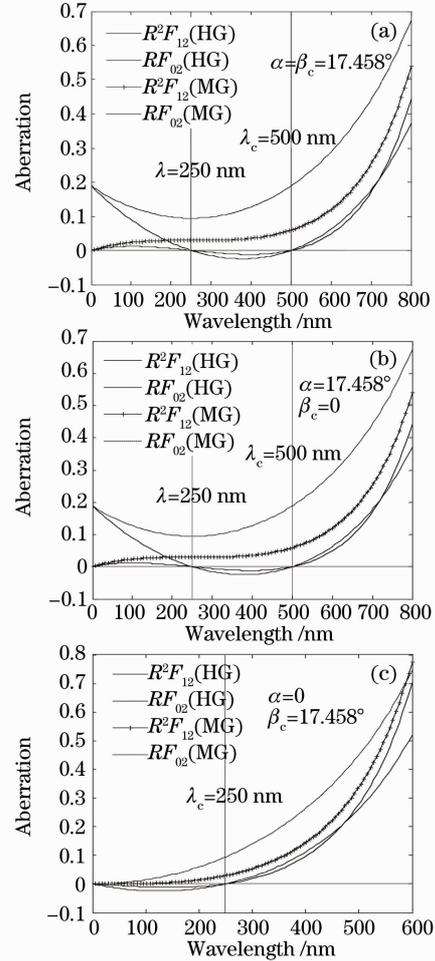


图2 相同曲率半径、刻线密度、使用结构的传统光栅(MG)和全息光栅(HG)的像差曲线。(a) $\alpha = \beta_c$ , (b) $\alpha \neq 0, \beta_c = 0$ , (c) $\alpha = 0, \beta_c \neq 0$

Fig. 2 Aberrations versus wavelength for conventional (MG) and holographic (HG) gratings with equal curvature radius, groove density and geometry. (a)  $\alpha = \beta_c$ , (b)  $\alpha \neq 0, \beta_c = 0$ , (c)  $\alpha = 0, \beta_c \neq 0$

的校正波长  $\lambda_c$ 、刻线密度、光谱级次分别进行计算可以证明,这一规律具有普遍性,可以用来设计宽波段高分辨率罗兰光栅。

### 3.2 $\alpha \neq 0, \beta_c = 0$

当  $\alpha \neq 0, \beta_c = 0$  时,校正波长  $\lambda_c$  处的像散和弧矢彗差分别为 0,即

$$F_{02}(\lambda_c) = \frac{\sin^2 \alpha}{R \cos \alpha} + \left( \frac{mH_{02}}{\lambda_0} \right) \lambda_c = 0, \quad (15)$$

$$F_{12}(\lambda_c) = \frac{\sin^3 \alpha}{R^2 \cos^2 \alpha} + \left( \frac{mH_{12}}{\lambda_0} \right) \lambda_c = 0. \quad (16)$$

对校正波长  $\lambda_c$ ,光栅方程为

$$\sin \alpha = \frac{m\lambda_c}{\sigma}. \quad (17)$$

当  $\beta(\lambda) = \alpha$  时,光栅方程变为

$$2\sin \alpha = m\lambda/\sigma. \quad (18)$$

对比(17),(18)式可知  $\lambda = 2\lambda_c$ ,对波长  $\lambda = 2\lambda_c$  的像散和弧矢彗差分别为

$$F_{02}(\lambda) = 2 \frac{\sin^2 \alpha}{R \cos \alpha} + 2 \left( \frac{mH_{02}}{\lambda_0} \right) \lambda_c, \quad (19)$$

$$F_{12}(\lambda) = 2 \frac{\sin^3 \alpha}{R^2 \cos^2 \alpha} + 2 \left( \frac{mH_{12}}{\lambda_0} \right) \lambda_c. \quad (20)$$

结合(15),(16)式可知  $F_{02}(\lambda) = 0, F_{12}(\lambda) = 0$ ,即像散和弧矢彗差在两个波长  $\lambda_c$  和  $\lambda = 2\lambda_c$  处被同时消除。

图 2(b)为像差校正全息光栅与传统光栅像差曲线的比较,其中全息光栅的刻线密度为 1200 groove/mm,  $\lambda_0 = 413.1 \text{ nm}$ ,  $m = +1$ ,  $\lambda_c = 250 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 17.458^\circ$ ,  $\beta_c = 0$ ,  $\gamma = 25.903^\circ$ ,  $\delta = 68.840^\circ$ 。对比图 2(a)与(b)可以看出,两种情况  $\alpha = \beta_c$  与  $\alpha \neq 0, \beta_c = 0$  所得到的结构实际上是相同的,也就是说,两种求解条件是等效的。

### 3.3 $\alpha = 0, \beta_c \neq 0$

与前两种情况不同,当  $\alpha = 0, \beta_c \neq 0$  时,像散与弧矢彗差在  $\lambda = 0$  和  $\lambda_c$  处被同时消除,其像差曲线如图 2(c) 所示。其中全息光栅的刻线密度为 1200 groove/mm,  $\lambda_0 = 413.1 \text{ nm}$ ,  $m = +1$ ,  $\lambda_c = 250 \text{ nm}$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\beta_c = 17.458^\circ$ ,  $\gamma = 25.903^\circ$ ,  $\delta = 68.840^\circ$ 。在  $\lambda = 0$  与  $\lambda_c$  之间的波长范围,全息光栅的像差同样远小于传统光栅。

综上所述,利用两个不在罗兰圆上的点光源制作消像差罗兰光栅能够在两个波长处同时消除像散和弧矢彗差,且在这两个波长之间的范围内像散与弧矢彗差均比传统光栅有明显改善。另外,优化求解时所选择的使用结构不同,得到的像差零点的分布就不同。

## 4 结果与讨论

第 3 节得到的规律能够用来设计宽波段高分辨率罗兰光栅,这里给出一个使用波段为 160 ~ 600 nm 的罗兰光栅设计实例。将校正波长选为 450 nm,在  $\alpha = \beta_c$  的条件下由(8)式求得的光栅参数列于表 1 中。利用几何光线追迹方法对光栅进行像质评价,图 3(a)~(c)分别为入缝处轴上点光源发出的波长为 160, 380, 600 nm 的光经光栅衍射后在像面上形成的点列图,图中全息光栅与传统光栅具有相同的刻线密度、曲率半径和使用结构。可以看出,在整个使用波段内,全息光栅所成像的宽度和高度均比传统光栅有明显减小,说明本文所提出的优化设计方法是一种有效的宽波段高分辨罗兰光栅设计方法。

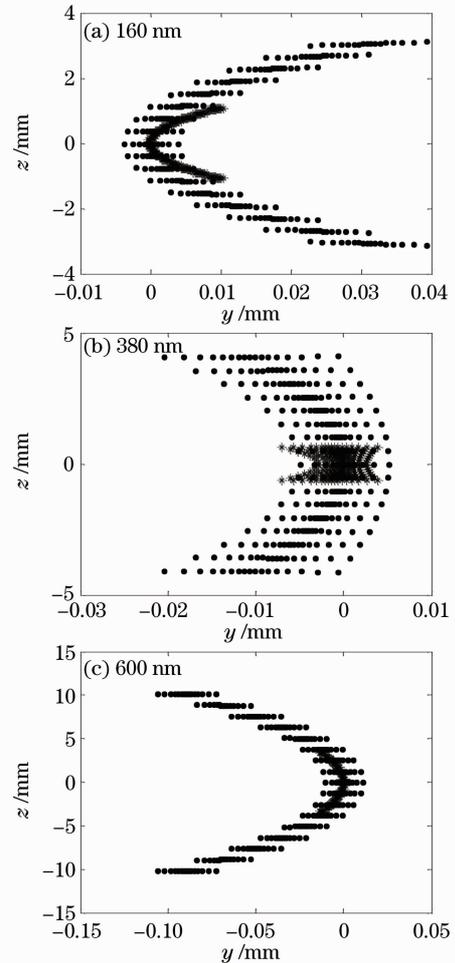


图 3 传统光栅(•)与像差校正全息光栅(\*)的点列图对比

Fig. 3 Comparison of spot diagrams for conventional grating (•) and aberration reduced holographic grating (\*) with equal curvature radius, groove density and geometry

表 1 1200 线罗兰光栅的使用与记录参数  
Table 1 Mounting and recording parameters for a  
1200 groove/mm spherical grating

Parameter	Value
Blank radius $R$ /mm	750
Incidence angle $\alpha$ /( $^{\circ}$ )	+15.664
Order $m$	+1
Height /mm	75
Width /mm	75
$R_c$ /mm	+1118.739
$R_d$ /mm	+2444.598
$\gamma$ /( $^{\circ}$ )	+24.726
$\delta$ /( $^{\circ}$ )	+66.064
$\lambda_0$ /nm	413.1
Wavelength range /nm	160~600

## 5 结 论

讨论了记录点光源在罗兰圆外时制得的像差校正全息罗兰光栅的宽波段像差特性,分析结果发现,像散与弧矢彗差能够在两个波长处被同时消除,并且在这两个波长之间的范围内像散与弧矢彗差均远远小于相同曲率半径、刻线密度及使用结构的传统光栅。基于此规律,提出了一种新的设计宽波段高分辨罗兰光栅的方法,通过选择适当的校正波长与使用结构,能够在整个使用波段有效地校正像散和弧矢彗差。利用此方法设计了一款用于 160~600 nm 的罗兰光栅,光线追迹结果显示,在整个使用波段内,设计出的光栅在子午方向与弧矢方向的成像性能较传统光栅均有显著提高。

## 参 考 文 献

- 1 Li Jie, Lu Jidong, Lin Zhaoxiang *et al.*. Experimental analysis of spectra of metallic elements in solid samples by laser-induced breakdown spectroscopy[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(11): 2882~2887  
李 捷, 陆继东, 林兆祥等. 激光诱导击穿固体样品中金属元素光谱的实验研究[J]. *中国激光*, 2009, **36**(11): 2882~2887
- 2 Wu Hao, Zhu Tuo, Kong Yan *et al.*. Study on the absorption

- and fluorescence spectra of lactobacillus plantarum [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(1): 262~266  
武 浩, 朱 拓, 孔 艳等. 植物乳杆菌的吸收和荧光光谱研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(1): 262~266
- 3 Zhao Jing, Pang Qichang, Ma Ji *et al.*. Spectral imaging technology applied to mixed powder of rhizoma coptidis and cortex phellodendri chinensis[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(11): 3259~3263  
赵 静, 庞其昌, 马 骥等. 中药黄连黄柏混合粉末的光谱成像分析技术[J]. *光学学报*, 2010, **30**(11): 3259~3263
- 4 Wang Shanshan, Zhou Bin, Ye Qing *et al.*. Application of vehicle-borne passive differential optical absorption spectroscopy for urban traffic air pollution monitoring[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(10): 2645~2649  
王珊珊, 周 斌, 叶 庆等. 车载被动差分吸收光谱在城市道路空气污染监测中的应用[J]. *光学学报*, 2009, **29**(10): 2645~2649
- 5 Wang Guiwen, Peng Lixin, Chen Ping *et al.*. Single-cell Raman spectroscopy of erythrocytes from hemoglobin bart's hydrops[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(10): 2651~2656  
王桂文, 彭立新, 陈 萍等. 重型  $\alpha$  地中海贫血红细胞的拉曼光谱[J]. *中国激光*, 2009, **36**(10): 2651~2656
- 6 C. Palmer. Second-order imaging properties of circular field spectrographs[J]. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(10): 1451~1454
- 7 S. Singh. Rowland mounting of a holographic ellipsoidal diffraction grating[J]. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(5): 311~313
- 8 E. G. Churin, P. Bayvel, A. Stavdas *et al.*. Optimization of Rowland circle mounts for grating demultiplexers and narrow-band spectrographs[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(14): 1084~1086
- 9 J. Brouckaert, W. Bogaerts, P. Dumon *et al.*. Planar concave grating demultiplexer fabricated on a nanophotonic silicon-on-insulator platform[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2007, **25**(5): 1269~1275
- 10 T. H. Kim, H. J. Kong, T. H. Kim *et al.*. Design and fabrication of a 900 ~ 1700 nm hyper-spectral imaging spectrometer[J]. *Opt. Commun.*, 2010, **283**(2): 355~361
- 11 B. J. Brown, I. J. Wilson. Holographic grating aberration correction for a Rowland circle mount II [J]. *Opt. Acta*, 1981, **28**(12): 1601~1610
- 12 Yu V. Bazhanov. Determination of optimal parameters of concave diffraction gratings in devices with a Rowland circle[J]. *Opt. Spectrosc. (USSR)*, 1983, **55**(6): 639~642
- 13 R. Grange. Aberration-reduced holographic spherical gratings for Rowland circle spectrographs[J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(19): 3744~3749
- 14 R. Grange. Holographic spherical gratings: a new family of quasi-stigmatic designs for the Rowland-circle mounting [J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(25): 4875~4880
- 15 H. Noda, T. Namioka, M. Seya. Geometric theory of the grating[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1974, **64**(8): 1031~1036