

双强度调制静态傅里叶变换偏振成像光谱系统测量原理及仿真

于慧 张瑞 李克武 薛锐 王志斌

Principles and simulation of spectropolarimetric imaging technique based on static dual intensity-modulated Fourier transform

Yu Hui Zhang Rui Li Ke-Wu Xue Rui Wang Zhi-Bin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), **66**, 054201 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.054201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.054201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于可调谐二极管激光技术利用小波去噪在 $2.008 \mu\text{m}$ 波段对 $\delta^{13}\text{CO}_2$ 的研究

[The research of \$\delta^{13}\text{CO}_2\$ by use of wavelet de-noising at \$2.008 \mu\text{m}\$ based on tunable diode laser absorption spectroscopy](#)

物理学报.2017, 66(2): 024202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.024202>

基于行扫描测量的运动目标压缩成像

[Moving target compressive imaging based on improved row scanning measurement matrix](#)

物理学报.2017, 66(1): 014201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.014201>

被动遥测矿井 CO 气体温度及浓度的正演研究

[Study on the forward of mashgas CO temperature and concentration by the remote passive measurement](#)

物理学报.2016, 65(18): 184201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.184201>

高灵敏、高对比度无标记三维光学微血管造影系统与脑科学应用研究

[System of label-free three-dimensional optical coherence tomography angiography with high sensitivity and motion contrast and its applications in brain science](#)

物理学报.2016, 65(15): 154201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.154201>

基于渥拉斯顿棱镜的单路实时偏振成像系统设计

[A design of real-time unipath polarization imaging system based on Wollaston prism](#)

物理学报.2016, 65(13): 134201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.134201>

双强度调制静态傅里叶变换偏振成像光谱系统 测量原理及仿真*

于慧^{1)3)4)†} 张瑞^{2)3)4)‡} 李克武²⁾³⁾⁴⁾ 薛锐¹⁾³⁾⁴⁾ 王志斌¹⁾³⁾⁴⁾

1)(中北大学理学院, 太原 030051)

2)(中北大学信息与通信工程学院, 太原 030051)

3)(山西省光电信息与仪器工程技术研究中心, 太原 030051)

4)(中北大学, 电子测试技术重点实验室, 太原 030051)

(2016年7月23日收到; 2016年11月30日收到修改稿)

为了抑制背景噪声, 获得高信噪比的纯干涉条纹并实现图像、光谱和全偏振信息的同时测量, 提出了一种基于双强度调制的静态傅里叶变换偏振成像光谱技术新方案. 系统由前置望远系统、两个相位延迟器构成的偏振光谱调制模块、Wollaston 棱镜构成的偏振分束器、Savart 偏光镜和线偏振器构成的干涉模块以及 CCD 面阵探测器组成, 可在单一探测器上同时获取两幅经过不同强度调制的全偏振干涉图, 通过对两幅全偏振干涉图的简单加减运算, 便可获得探测目标清晰的纯图像和高信噪比的纯干涉条纹. 对该系统的图像和光谱偏振复原过程进行了理论分析和数值模拟, 结果表明该系统可有效分离探测目标的背景图像和干涉图像, 实现高精度的光谱复原和全偏振信息的有效提取, 具有高稳定性、高光谱、高灵敏度、高信噪比、信息复原精度高及数据处理复杂度低等优点, 为偏振干涉成像光谱技术的发展提供了新思路.

关键词: 双强度调制, 偏振成像光谱技术, 傅里叶变换, Stokes 矢量

PACS: 42.15.Eq, 42.25.Ja, 42.25.Hz

DOI: 10.7498/aps.66.054201

1 引言

偏振成像光谱 (spectropolarimetric imaging, SPI) 技术是偏振成像技术和光谱成像技术的有机融合, 能够同时获得目标的二维图像信息、图像中各点的光谱信息以及每个谱段的偏振信息^[1-25]. 图像、光谱、偏振信息的三位一体, 大大提高了目标探测的信息量和识别的准确度, 在国防安全、航空航天、地球遥感、资源普查、污染防治以及生物医学等^[26-34] 领域有着重要的应用价值和发展前景.

强度调制(通道型)光谱偏振技术是由日本学

者 Oka 和 Kato^[3] 提出的一种能够同时获得目标全部 Stokes 偏振参量的快照式光谱偏振测量技术. 基于这一概念, 出现了许多种不同方案的偏振成像光谱仪^[3-9,12,13,18-21,24], 而将强度调制光谱偏振技术与傅里叶变换干涉成像光谱技术结合是其中的典型代表^[7,9,18-21,24]. 它采用相位延迟器件对目标的偏振信息进行强度调制, 利用傅里叶变换干涉成像光谱仪得到图像和通道化的干涉图样, 然后通过对干涉图在光程差维滤波及傅里叶变换复原出偏振光谱信息, 具有高稳定性、高通量、多通道及数据获取简单快速等优点. Tyo 等^[4,8] 设计了在基于改进的 Sagnac 干涉仪的空间调制傅里叶变换成

* 国家国际科技合作专项 (批准号: 2013DFR10150)、国家自然科学基金 (批准号: 61127015, 61471325, 61505179) 和山西省青年科技研究基金 (批准号: 2014021012) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 13934603474@nuc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: ruizhanghy@163.com

像光谱仪的光路中加入可变相位延迟器的偏振成像光谱仪, 通过对可变相位延迟器设置不同的参数获得同一目标的不同偏振态光谱图像. Kudenov 等^[9]在强度调制光谱偏振技术基础上采用钽酸钷(YVO₄)晶体相位延迟器和商品化傅里叶变换光谱仪研制了中波红外谱段的偏振成像光谱仪, 实现了光谱偏振测量. Jones 等^[17]提出了由两个多级相位延迟器构成的偏振模块和两个 Wollaston 棱镜、一个相位延迟器构成的干涉模块组合而成的红外高光谱偏振成像光谱仪, 通过改变两个 Wollaston 棱镜的相对位置产生光程差. 李杰等^[21]提出了基于双相位延迟器偏振模块和单 Wollaston 棱镜干涉模块的全光调制静态傅里叶变换超光谱全偏振成像仪. 这些偏振成像光谱仪的提出为 SPI 技术的进一步发展和应用提供了新思路, 但是这些设计方案中普遍存在需要狭缝、电控相位延迟器件、运动部件、不能同时获得全部 Stokes 偏振参量等不足之处. 此外, 探测器上获得的干涉条纹和目标图像是叠加在一起的, 光谱复原时计算量大, 数据处理繁冗, 信息获取精度低. 为了避免以上缺点, 本文提出了一种基于双强度调制的静态傅里叶变换偏振成像光谱技术, 其显著特点是可将探测目标的背景和干涉图像有效分离开来, 避免了图像与干涉条纹之间的干扰, 并同时实现图像、光谱和全部 Stokes 偏振参量的一体化探测, 具有高稳定性、高灵敏度、高信噪比、信息复原精度高、数据处理复杂度低等优点. 文中详细介绍了该系统的基本结构和测量原理, 对数据采集和光谱偏振复原公式进行了推导, 并对整个过程进行了数值模拟和仿真, 验证了该方法的可行性.

2 系统基本结构与测量原理

双强度调制静态傅里叶变换偏振成像光谱系统的基本结构如图 1 所示, 主要包括前置望远系统(由透镜 L₀、光阑 F 和透镜 L₁ 组成)、相位延迟器件 R₁ 和 R₂、起偏器 P、Wollaston 棱镜 WP、Savart 偏光镜 SP、检偏器 A、二次成像系统及面阵 CCD 探测器. 相位延迟器 R₁、R₂ 和起偏器 P 构成偏振光谱调制模块, R₁ 和 R₂ 的厚度分别为 d_1 和 d_2 , R₁ 的快轴方向与 x 轴成 45° 角, R₂ 的快轴方向与 x 轴一致, P 的偏振方向与 x 轴成 45° 角. WP 用于产生强度相等的两束正交偏振光, 其主截面分别平行于 y 轴和 x 轴. SP 和检偏器 A 组成干涉模块, SP 左板的光轴在与 y 轴正向、 z 轴负向成 45° 角的平面内, 在 xy 平面内的投影与 x 轴夹角为 45°, SP 右板的光轴在与 y 轴正向、 z 轴正向成 45° 角的平面内, 在 xy 平面内的投影与 x 轴夹角为 45°. A 的偏振方向平行于 y 轴. 入射光经由前置望远系统收集、准直后, 进入 R₁ 和 R₂ 进行相位调制, 调制后的入射光通过起偏器 P 变为线偏振光, 之后被 WP 角剪切为沿 y 轴方向的两束强度相等的正交线偏振光. 两束线偏振光分别通过 SP 发生横向剪切, 每一束又被一分为二, 成为两束强度相等、传播方向相互平行的正交线偏振光, 通过检偏器 A 后振动方向变为一致产生干涉, 然后由二次成像系统分别会聚于 CCD 探测器的上半部分和下半部分, 同时形成两幅背景与干涉条纹并存的全偏振干涉图像. 在平行于 y 轴方向两图像对应像点的光程差相等, 在平行于 x 轴方向随入射角同步改变.

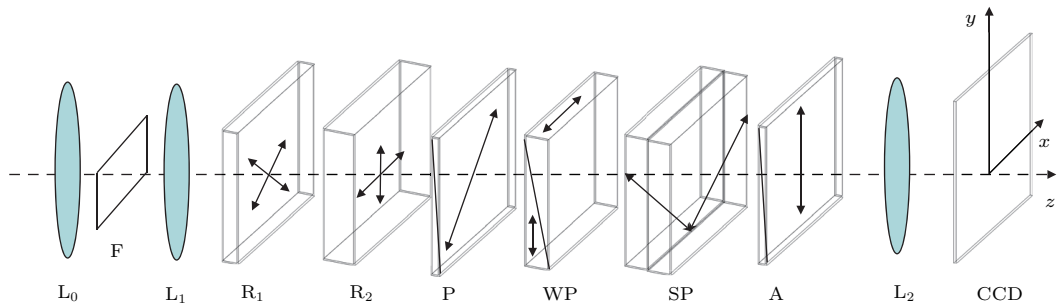


图 1 双强度调制静态傅里叶变换偏振成像光谱系统结构示意图

Fig. 1. Optical layout of the spectropolarimetric imaging system based on static dual intensity modulated Fourier transform.

利用 Stokes 参量法^[35], 可以方便地研究双强度调制傅里叶变换偏振干涉成像系统的探测原理. 设入射光的 Stokes 参量为 \mathbf{S}_{in} , 用一个 4×1 的矩阵表示

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{in}}(\sigma, x, y) &= \begin{bmatrix} S_0(\sigma, x, y) \\ S_1(\sigma, x, y) \\ S_2(\sigma, x, y) \\ S_3(\sigma, x, y) \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} I_{0^\circ}(\sigma, x, y) + I_{90^\circ}(\sigma, x, y) \\ I_{0^\circ}(\sigma, x, y) - I_{90^\circ}(\sigma, x, y) \\ I_{45^\circ}(\sigma, x, y) - I_{-45^\circ}(\sigma, x, y) \\ I_{\text{R}}(\sigma, x, y) - I_{\text{L}}(\sigma, x, y) \end{bmatrix}, \quad (1) \end{aligned}$$

其中, 分量 S_0 表示总光强, 分量 S_1 表示水平和垂直方向线偏振分量的光强差, 分量 S_2 表示 $+45^\circ$ 和 -45° 方向线偏振分量的光强差, 分量 S_3 表示右旋和左旋圆偏振分量的光强差, σ 是入射光的波数, (x, y) 是二维图像的空间坐标参量.

出射光的 Stokes 参量 \mathbf{S}_{out} 等于光学系统的 Mueller 矩阵 \mathbf{M} 乘以入射光的 Stokes 参量 \mathbf{S}_{in} , 即 $\mathbf{S}_{\text{out}} = \mathbf{M}\mathbf{S}_{\text{in}}$. 基于本测量系统的基本结构和探测原理, 入射光经过系统的矩阵传输方程可表示为:

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{out1}} &= \mathbf{M}_{\text{A}}(90^\circ) \times \mathbf{M}_{\text{SP}}(45^\circ) \times \mathbf{M}_{\text{WP}}(0^\circ) \\ &\quad \times \mathbf{M}_{\text{P}}(45^\circ) \times \mathbf{M}_{\text{R}_2}(0^\circ) \\ &\quad \times \mathbf{M}_{\text{R}_1}(45^\circ) \times \mathbf{S}_{\text{in}}, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_{\text{out2}} &= \mathbf{M}_{\text{A}}(90^\circ) \times \mathbf{M}_{\text{SP}}(45^\circ) \times \mathbf{M}_{\text{WP}}(90^\circ) \\ &\quad \times \mathbf{M}_{\text{P}}(45^\circ) \times \mathbf{M}_{\text{R}_2}(0^\circ) \\ &\quad \times \mathbf{M}_{\text{R}_1}(45^\circ) \times \mathbf{S}_{\text{in}}, \quad (3) \end{aligned}$$

其中, \mathbf{S}_{out1} 和 \mathbf{S}_{out2} 分别为两束出射光的 Stokes 参量; \mathbf{M}_{R_1} , \mathbf{M}_{R_2} , \mathbf{M}_{P} , \mathbf{M}_{A} , $\mathbf{M}_{\text{WP}}(0^\circ)$, $\mathbf{M}_{\text{WP}}(90^\circ)$, \mathbf{M}_{SP} 分别表示相位延迟器 R_1 、相位延迟器 R_2 、起偏器 P 、检偏器 A , WP (等效为两个正交线偏振器) 两个角剪切和 Savart 偏光镜 SP 的 Muller 矩阵:

$$\mathbf{M}_{\text{R}_1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta_1 & 0 & -\sin \delta_1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \delta_1 & 0 & \cos \delta_1 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{M}_{\text{R}_2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta_2 & \sin \delta_2 \\ 0 & 0 & -\sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{M}_{\text{P(A,WP)}} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ \cos 2\alpha & \cos^2 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & 0 \\ \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \sin 2\alpha & \sin^2 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\mathbf{M}_{\text{SP}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi & 0 & \sin \varphi \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{bmatrix}.$$

式中, δ_1 和 δ_2 分别表示双折射晶体 R_1 和 R_2 产生的相位延迟, $\delta_1(\sigma) = 2\pi L_1 \sigma = 2\pi(n_o(\sigma) - n_e(\sigma))d_1 \sigma$, $\delta_2(\sigma) = 2\pi L_2 \sigma = 2\pi(n_o(\sigma) - n_e(\sigma))d_2 \sigma$, L_1 和 L_2 分别代表 R_1 和 R_2 产生的光程差, $n_o(\sigma) - n_e(\sigma)$ 是双折射晶体对 o 光和 e 光的折射率之差; α 表示线偏振器的快轴方向与 x 轴的夹角; φ 表示 SP 产生的相位延迟, $\varphi(\sigma) = 2\pi \sigma L$, L 是光束通过 SP 棱镜产生的光程差.

将以上各元件的 Muller 矩阵分别代入 (2) 式和 (3) 式, 即可得到两束出射光的 Stokes 参量 \mathbf{S}_{out1} 和 \mathbf{S}_{out2} . 由于光电探测器件只能探测到总光强, 由 Stokes 参量的性质可知, CCD 检测到的两束出射光的光强 I_{out1} 和 I_{out2} 分别为

$$\begin{aligned} I_{\text{out1}} &= \frac{(\cos \varphi - 1)}{8} \times (-S_0 - S_2 \cos \delta_2 \\ &\quad - S_3 \cos \delta_1 \sin \delta_2 - S_1 \sin \delta_1 \sin \delta_2), \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_{\text{out2}} &= \frac{(\cos \varphi + 1)}{8} \times (S_0 + S_2 \cos \delta_2 \\ &\quad + S_3 \cos \delta_1 \sin \delta_2 + S_1 \sin \delta_1 \sin \delta_2). \quad (5) \end{aligned}$$

由 (4) 式和 (5) 式可见, 双强度调制入射光的四个 Stokes 分量经由偏振光谱调制模块分别被调制上了不同的相位因子, 然后通过干涉模块的傅里叶变换频移功能实现了在频率域上的分离. 为了更清楚地看到这一点, 将其展开并整理, 可得

$$\begin{aligned} I_{\text{out1}} &= -\frac{1}{8} S_0 \cos(2\pi \sigma L) \\ &\quad - \frac{1}{16} S_2 \{\cos[2\pi \sigma(L + L_2)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \cos[2\pi\sigma(L - L_2)]\} \\
 & - \frac{1}{32}S_3\{\sin[2\pi\sigma(L + L_1 + L_2)] \\
 & - \sin[2\pi\sigma(L - L_1 - L_2)] \\
 & - \sin[2\pi\sigma(L + L_1 - L_2)] \\
 & + \sin[2\pi\sigma(L - L_1 + L_2)]\} \\
 & + \frac{1}{32}S_1\{\cos[2\pi\sigma(L + L_1 + L_2)] \\
 & + \cos[2\pi\sigma(L - L_1 - L_2)] \\
 & - \cos[2\pi\sigma(L + L_1 - L_2)] \\
 & - \cos[2\pi\sigma(L - L_1 + L_2)]\} \\
 & + \frac{1}{8}(S_0 + S_2 \cos \delta_2 + S_3 \cos \delta_1 \sin \delta_2 \\
 & + S_1 \sin \delta_1 \sin \delta_2), \tag{6}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 I_{\text{out2}} = & \frac{1}{8}S_0 \cos(2\pi\sigma L) + \frac{1}{16}S_2\{\cos[2\pi\sigma(L + L_2)] \\
 & + \cos[2\pi\sigma(L - L_2)]\} \\
 & + \frac{1}{32}S_3\{\sin[2\pi\sigma(L + L_1 + L_2)] \\
 & - \sin[2\pi\sigma(L - L_1 - L_2)] \\
 & - \sin[2\pi\sigma(L + L_1 - L_2)] \\
 & + \sin[2\pi\sigma(L - L_1 + L_2)]\} \\
 & - \frac{1}{32}S_1\{\cos[2\pi\sigma(L + L_1 + L_2)] \\
 & + \cos[2\pi\sigma(L - L_1 - L_2)] \\
 & - \cos[2\pi\sigma(L + L_1 - L_2)] \\
 & - \cos[2\pi\sigma(L - L_1 + L_2)]\} \\
 & + \frac{1}{8}(S_0 + S_2 \cos \delta_2 + S_3 \cos \delta_1 \sin \delta_2 \\
 & + S_1 \sin \delta_1 \sin \delta_2). \tag{7}
 \end{aligned}$$

可见, 调制光谱的干涉图作为载频信号被分为七个与光程差相关的频率通道, 其中, 含有 $S_0(\sigma)$ 光谱的干涉图中心位于光程差 $L = 0$ 处, 含有 $S_2(\sigma)$ 光谱的干涉图被搬移到了 $L = \pm L_2$ 附近, 含有 $S_1(\sigma) + iS_3(\sigma)$ 光谱的干涉图被搬移到了 $L = (L_1 + L_2)$ 附近, 含有 $S_1(\sigma) - iS_3(\sigma)$ 光谱的干涉图被搬移到了 $L = -(L_1 + L_2)$ 附近, 含有 $-S_1(\sigma) - iS_3(\sigma)$ 光谱的干涉图被搬移到了 $L = (L_1 - L_2)$ 附近, 含有 $-S_1(\sigma) + iS_3(\sigma)$ 光谱的干涉图被搬移到了 $L = -(L_1 - L_2)$ 附近. 对不同光程差位置上的 Stokes 分量利用傅里叶变换进行解调, 便可获得探测目标的光谱和全部偏振信息.

尽管理论上讲, 利用其中的任意一幅全偏振干

涉图像都可实现这一目的, 但由于两幅全偏振干涉图的背景和干涉条纹是叠加在一起的, 它们相互影响会降低光谱的信噪比, 而传统的去背景方法存在计算繁复、光程差零点漂移、对非等振幅分光误差敏感等缺点, 为此, 对 (6) 式和 (7) 式求和, 可得

$$\begin{aligned}
 I_S &= I_{\text{out1}} + I_{\text{out2}} \\
 &= \frac{1}{4}(S_0 + S_2 \cos \delta_2 + S_3 \cos \delta_1 \sin \delta_2 \\
 &\quad + S_1 \sin \delta_1 \sin \delta_2), \tag{8}
 \end{aligned}$$

对 (6) 式和 (7) 式求差, 可得

$$\begin{aligned}
 I_d &= I_{\text{out2}} - I_{\text{out1}} \\
 &= \frac{1}{4}S_0 \cos(2\pi\sigma L) + \frac{1}{8}S_2\{\cos[2\pi\sigma(L + L_2)] \\
 &\quad + \cos[2\pi\sigma(L - L_2)]\} \\
 &\quad + \frac{1}{16}S_3\{\sin[2\pi\sigma(L + L_1 + L_2)] \\
 &\quad - \sin[2\pi\sigma(L - L_1 - L_2)] \\
 &\quad - \sin[2\pi\sigma(L + L_1 - L_2)] \\
 &\quad + \sin[2\pi\sigma(L - L_1 + L_2)]\} \\
 &\quad - \frac{1}{16}S_1\{\cos[2\pi\sigma(L + L_1 + L_2)] \\
 &\quad + \cos[2\pi\sigma(L - L_1 - L_2)] \\
 &\quad - \cos[2\pi\sigma(L + L_1 - L_2)] \\
 &\quad - \cos[2\pi\sigma(L - L_1 + L_2)]\}. \tag{9}
 \end{aligned}$$

由 (8) 式和 (9) 式可见, 通过对两幅全偏振干涉图的简单加减运算, 便可获得探测目标的纯图像和纯干涉条纹. 两全偏振干涉图像求和后只有直流分量, 此时得到的是清晰的纯背景图像, 没有干涉条纹, 而且其强度增大为原来每一幅全偏振干涉图像的两倍. 而两全偏振干涉图像求差后, 背景图像消失, 此时得到的是高信噪比的纯干涉图像, 干涉图强度同样增大为原来每一幅全偏振干涉图像的两倍. 在得到的纯干涉图中截取各 Stokes 分量对应的干涉信号, 经傅里叶变换即可复原出对应的偏振光谱, 克服了传统方法的种种不足.

3 光学指标参数与计算机仿真

本系统的探测器采用美国 Thorlabs 公司的 Semiconductor KAI-04070M 单色 CCD 相机, 分辨率 2048×2048 , 像元大小 $7.4 \mu\text{m} \times 7.4 \mu\text{m}$, 则每一幅全偏振干涉图像占据 1024×2048 像素. CCD

光谱响应范围 400—800 nm. 假定入射光某一目标元的全 Stokes 光谱偏振曲线如图 2 所示. 为了避免光谱混叠, 由 Nyquist 采样定理可知, 最大采样间隔为 $\delta\Delta = \lambda_{\min}/2 = 0.2 \mu\text{m}$, 取相邻像元的光程差间隔等于采样间隔, 则系统最大光程差为 $\Delta_{\max} = 1024 \times \delta\Delta = 204.8 \mu\text{m}$, 光谱分辨率 $\delta\sigma = 1/\Delta_{\max} \approx 48.8 \text{ cm}^{-1}$, 每一个 Stokes 偏振分量所分配的光程差约为 $29 \mu\text{m}$, 光谱分辨率约为 $\delta\sigma_{S_i} = 1/\Delta_{\max} \approx 345 \text{ cm}^{-1}$ (550 nm 的波长分辨率约为 $\delta\lambda = \lambda^2\delta\sigma_{S_i} \approx 10 \text{ nm}$), 达到了高光谱分辨率能力的要求.

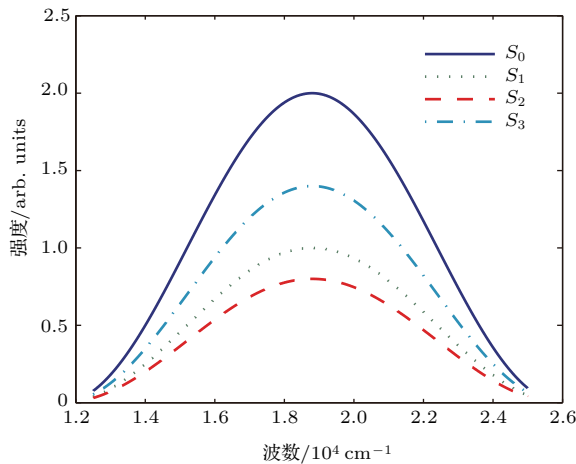


图2 模拟的入射 Stokes 光谱强度

Fig. 2. Simulated input Stokes spectrum.

相位延迟器 R_1 和 R_2 采用石英晶体材料, 双折射率 Δn 约为 0.009 (忽略双折射色散的影响), R_1 的厚度 d_1 设计为 6.5 mm, R_2 的厚度 d_2 设计为 13.0 mm^[36], 根据 $L = d\Delta n$ 计算得到两相位延迟器产生的光程差分别为 58.5 和 117 μm , 此时七个分量在光程差上均匀分开. 起偏器 P 和检偏器 A 采用 Glan-Taylor 棱镜, 消光比 100000 : 1. WP 和 SP 均采用方解石晶体制作. 为了能够充分利用 CCD 的光谱分辨率并使系统满足傍轴条件(避免条纹畸变)^[23], 取 SP 的横向剪切量 $d = 1.35 \text{ mm}$, L_2 的焦距 $f_2 = 50 \text{ mm}$, 此时 SP 单板厚度 $t = 8.8 \text{ mm}$. WP 的分束角约为 8.6° 时可以确保在 y 轴方向上充分利用 CCD 的面阵尺寸并使两目标图像完全分离, 由此可得 WP 的结构角为 22° .

探测目标的信息获取基于时空混合调制技术^[23], 即依靠自推扫改变目标元相对于系统的视场角来改变光程差, 从而得到目标元不同状态时的干涉数据. 实际中需要协调好扫描速度和曝光时间之间的关系. 由于目标元和像元满足点对点

关系, 基于本系统所采用的 CCD 探测器, 记录所有目标元的完整全偏振干涉图需要采集 4096 帧图像, 若只记录一个目标元的完整全偏振干涉图, 则需采集 2048 帧图像, 每一帧图像由两幅包含探测目标的二维图像信息和目标元瞬时视场干涉强度的全偏振干涉图组成. 图 3 为模拟的在 CCD 探测器上获取的两幅全偏振干涉图(所有推扫图像中的某一帧), 背景和干涉条纹是叠加在一起的. 图 4 为两幅全偏振干涉图相加得到的纯目标图像, 可以看到此时干涉条纹与背景图像已完全分离, 图 5 为两幅全偏振干涉图相减得到的纯干涉图像, 此时背景图像完全消失.

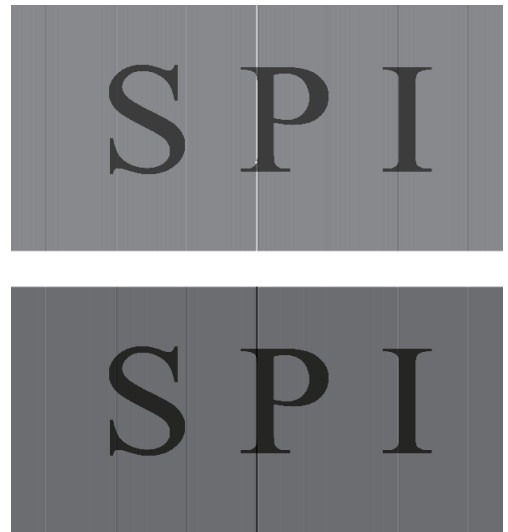


图3 CCD 探测器上的两幅全偏振干涉模拟图

Fig. 3. Simulated two full-polarization interferogram on the CCD detector array.



图4 全偏振干涉图相加得到的纯目标图像

Fig. 4. Pure target image from the summation of the two full-polarization interferogram.

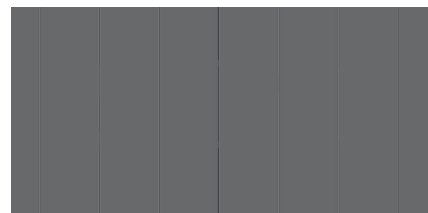


图5 全偏振干涉图相减得到的纯干涉条纹

Fig. 5. Pure interference fringe from the difference of the two full-polarization interferogram.

对采集得到的所有推扫图像进行上述操作, 并对同一目标元对应的纯干涉图序列进行干涉数据的提取和重组, 便可得到与该目标元的完整干涉图对应的一维纯干涉强度图, 如图6所示. 其中图6(a1)和图6(a2)分别是CCD探测器上获得的两幅全偏振干涉图 I_{out1} 和 I_{out2} 的序列, 图6(b1)

是两幅全偏振干涉图相加后得到的纯图像序列, 图6(b2) 是两幅全偏振干涉图相减后得到的纯干涉图像序列, 利用计算机读取同一目标元在每帧纯干涉图像中对应像元点的干涉数据并经数据重组, 便可得到如图6(c)所示的该目标元的一维纯干涉强度图.

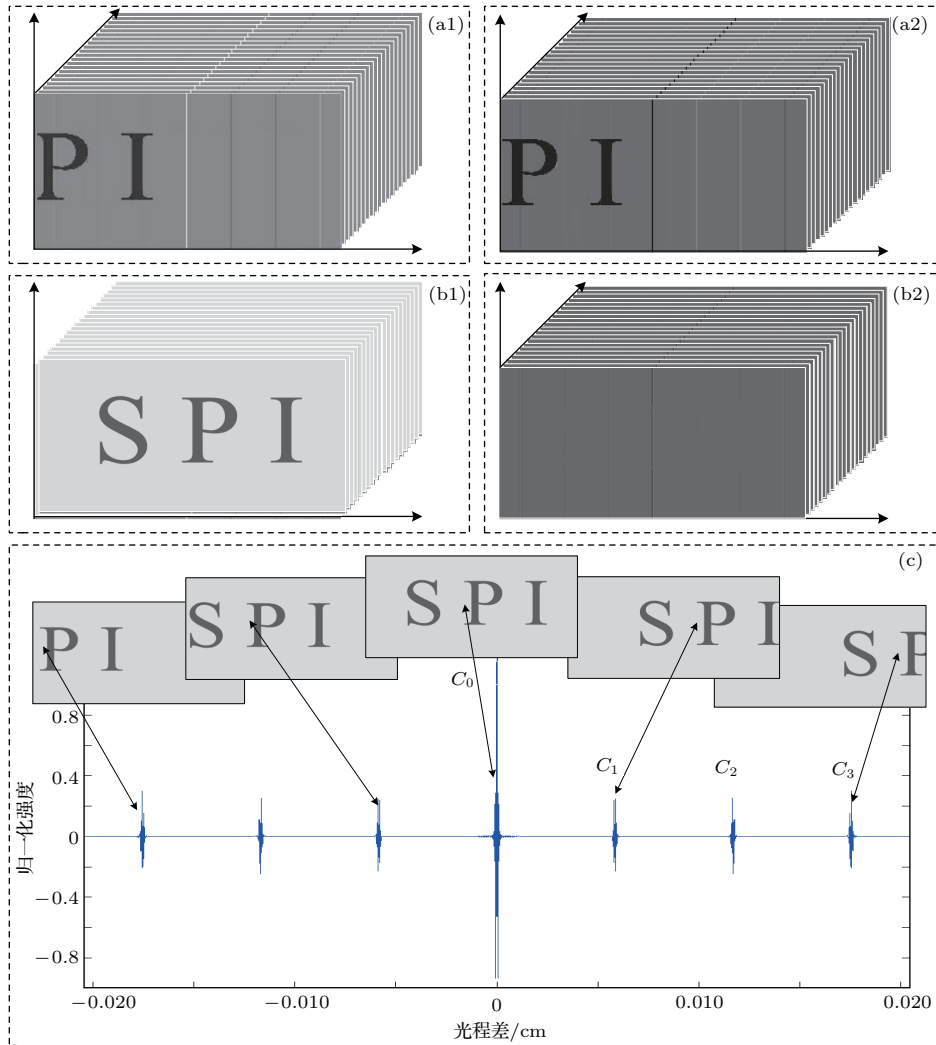


图6 某目标元一维纯干涉强度的提取 (a1) 全偏振干涉图 I_{out1} 序列; (a2) 全偏振干涉图 I_{out2} 序列; (b1) 纯目标图像序列; (b2) 纯干涉图像序列; (c) 一维纯干涉强度图

Fig. 6. Extraction of one-dimensional pure interference intensity of a target: (a1) Full-polarization interferogram sequence of I_{out1} ; (a2) full-polarization interferogram sequence of I_{out2} ; (b1) pure target image sequence; (b2) pure interference fringe sequence; (c) one-dimensional pure interference intensity of a target.

由图6(c)可知, 各调制分量的干涉图的中心光程差分别在 $0, \pm 58.5, \pm 117$ 和 $\pm 175.5 \mu\text{m}$ 处, 分别对应于光程差 $0, \pm(L_1 - L_2), \pm L_2, \pm(L_1 + L_2)$, 每个通道分配的光程差约为 $58.5 \mu\text{m}$. 截取光程差为 $-29 \sim 29 \mu\text{m}$ 之间 (C_0 段) 的干涉图, 即 $S_0(\sigma)$ 对应的干涉图, 如图7(a)所示, 采用干涉光谱反演算法复原得到的 $S_0(\sigma)$ 如图7(b)所示. 复原过程中

未进行切趾处理. 同时, 由于是在理想情况下, 未进行相位修正处理. 其他Stokes参量的光谱复原过程与上述相同. 截取光程差为 $88 \sim 146 \mu\text{m}$ 之间 (C_2 段) 的干涉图可复原得到 $S_2(\sigma)$, 截取光程差为 $146 \sim 204.8 \mu\text{m}$ 之间 (C_3 段) 的干涉图可复原得到 $S_1(\sigma)$ 和 $S_3(\sigma)$, 复原出的全部Stokes偏振分量如图8所示, 复原Stokes光谱与输入光谱基本重合,

从而验证了基于双强度调制静态傅里叶变换偏振成像光谱测量技术在原理上的可行性. 但实际中还应考虑其他因素的影响, 如相位延迟器的色散、噪声的影响、CCD 像元响应效率的偏差及干涉信号的

有效采集等^[37], 复原过程与普通傅里叶变换光谱仪的复原过程相同, 需要经历干涉信号修正、切趾处理和相位修正等环节, 这也将是下一步研究的重点.

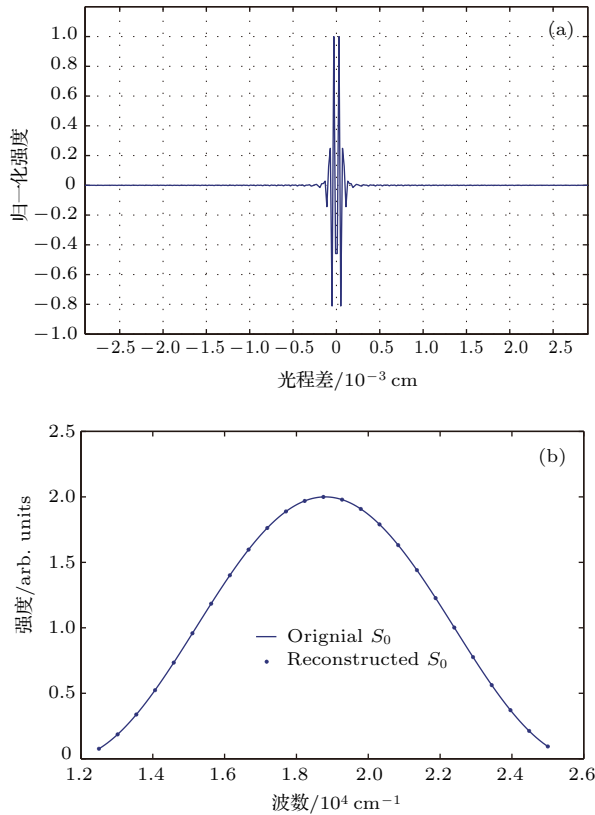


图7 S_0 对应的干涉图及其复原光谱 (a) S_0 的干涉图; (b) 复原的 S_0 偏振光谱

Fig. 7. Interferogram and reconstructed spectrum of S_0 : (a) Interferogram of S_0 ; (b) reconstructed polarization spectrum and original spectrum of S_0 .

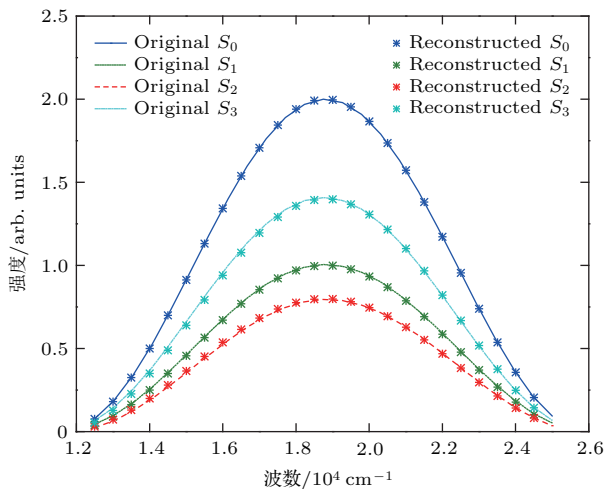


图8 (网刊彩色) 模拟解调出的全 Stokes 偏振光谱
Fig. 8. (color online) Reconstructed full Stokes polarization spectra and original spectra.

4 结 论

本文提出了一种可同时获取目标纯图像、纯干涉条纹(光谱)及全偏振信息的偏振干涉成像光谱技术新方案. 介绍了该系统的基本结构和工作原理, 对数据采集和光谱偏振复原进行了理论推导, 得到光谱偏振调制与解调的具体表达式, 并通过计算机仿真验证了该方案的可行性.

本系统主要由包含两个相位延迟器的偏振光谱调制模块、Wollaston 棱镜构成的偏振分束器以及由 Savart 偏光镜和线偏振器构成的干涉模块组成, 目的是在单一面阵探测器上同时获取两幅经过不同强度调制的全偏振干涉图, 进而反演出目标的图像、光谱与全偏振信息. 与传统的偏振干涉成像光谱技术相比, 该方案从结构上避免了图像与干涉条纹之间的干扰, 能够同时实现图像、光谱与全斯托克斯偏振参量的测量, 数据获取简单便捷, 信噪比高; 同时通过合理的参数设计避免了通道混叠现象, 光谱复原精度较高, 并且具有良好的实时性和稳定性. 该研究对偏振干涉成像光谱技术的进一步理论研究和仪器设计都有重要的指导意义.

参考文献

- [1] Persky M J 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 4763
- [2] Denes L J, Gottlieb M S, Kaminsky B 1998 *Opt. Eng.* **37** 1262
- [3] Oka K, Kato T 1999 *Opt. Lett.* **24** 1475
- [4] Tyo J S, Theodore S, Turner J 1999 *Proc. SPIE* **3753** 214
- [5] Dereniak E L, Hagen N A, Johnson W R 2003 *Proc. SPIE* **5074** 272
- [6] Miles B H, Kim L B 2004 *Proc. SPIE* **5432** 155
- [7] Stephen H J, Frank J I, Chris H 2006 *NASA Earth Science Technology Conference Proceeding*
- [8] Tyo J S, Goldstein D L, Chenault D B, Shaw J A 2006 *Appl. Opt.* **45** 5453
- [9] Kudenov M W, Hagen N A, Dereniak E L, Gerhart G R 2007 *Opt. Express* **15** 12792
- [10] Gupta N 2008 *Proc. SPIE* **6972** 69720C
- [11] Gerhart G R 2008 *Opt. Eng.* **47** 0160011
- [12] Corrie V, Sampson R, Carven J 2008 *Proc. SPIE* **7086** 708604

- [13] Aumiller R W, Vandervlugt C, Dereniak E L 2008 *Proc. SPIE* **6972** 69720D
- [14] Gendre L, Foulonneau A, Bigué L 2010 *Appl. Opt.* **49** 4687
- [15] Li J, Zhu J P, Wu H Y 2010 *Opt. Lett.* **35** 3784
- [16] Hyde M W, Schmidt J D, Havrilla M J, Cain S C 2010 *Opt. Lett.* **35** 3601
- [17] Jones J C, Kudenov M W, Stapelbroe M G, Dereniak E L 2011 *Appl. Opt.* **50** 1170
- [18] Mu T K, Zhang C M, Jia C L, Ren W Y 2012 *Opt. Express* **20** 18194
- [19] Meng X, Li G, Liu D 2013 *Opt. Lett.* **38** 778
- [20] Meng X, Li J, Liu D, Xu T, Liu D, Zhu R 2013 *Opt. Express* **21** 32071
- [21] Li J, Zhu J P, Qi C, Zheng C L, Gao B, Zhang Y Y, Hou X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044206 (in Chinese) [李杰, 朱京平, 齐春, 郑传林, 高博, 张云尧, 侯洵 2013 物理学报 **62** 044206]
- [22] Li J, Zhu J P, Qi C, Zheng C L, Gao B, Zhang Y Y, Hou X 2014 *Infrared Laser Eng.* **43** 574 (in Chinese) [李杰, 朱京平, 齐春, 郑传林, 高博, 张云尧, 侯洵 2014 红外与激光工程 **43** 574]
- [23] Mu T K, Zhang C M, Li Q W, Wei Y T, Chen Q Y, Jia C L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110704 (in Chinese) [穆廷魁, 张淳民, 李祺伟, 魏宇童, 陈清颖, 贾辰凌 2014 物理学报 **63** 110704]
- [24] Liu Y, Lo Y, Li C, Liao C 2015 *Opt. Commun.* **336** 295
- [25] Zhang R, Chen Y H, Li K W, Wang Z B, Li S W, Wang Y L, Zang M J 2016 *Acta Opt. Sin.* **36** 1011001 (in Chinese) [张瑞, 陈友华, 李克武, 王志斌, 李世伟, 王耀利, 张敏娟 2016 光学学报 **36** 1011001]
- [26] Kohzo H, Hirokimi S, Hiromichi Y 2005 *Proc. SPIE* **5655** 407
- [27] Zhao Y Q, Pan Q, Zhang H C 2006 *Proc. SPIE* **6240** 624007
- [28] Scharmer G B, Narayan G, Hillberg T 2008 *Astrophys. J.* **689** 169
- [29] Nathan J P, Andrew R D, Michael J, Joseph A 2011 *Opt. Express* **19** 18602
- [30] Zhao Y Q, Pan Q, Cheng Y M 2011 *Imaging Spectropolarimetric Remote Sensing and Application* (Beijing: National Defense Industry Press) pp16–19 (in Chinese) [赵永强, 潘泉, 程咏梅 2011 成像偏振光谱遥感及应用 (北京: 国防工业出版社) 第16—19页]
- [31] Li Y N, Sun X B, Mao Y N 2012 *Infrared Laser Eng.* **41** 205
- [32] Lou M J, Xing Q G, Shi P 2013 *Remote Sensing Technology and Application* **28** 627
- [33] Zhao J, Zhou F, Li H 2014 *Spacecraft Recovery and Remote Sensing* **35** 39
- [34] Xue Q S 2014 *Chin. J. Lasers* **41** 0316003
- [35] Liao Y B 2003 *Polarization Optics* (Beijing: Science Press) p322 (in Chinese) [廖延彪 2003 偏振光学 (北京: 科学出版社) 第322页]
- [36] Wang X Q 2011 *Ph. D. Dissertation* (Taiyuan: Shanxi University) (in Chinese) [王新全 2011 博士学位论文 (西安: 中国科学院西安光学精密机械研究所)]
- [37] Zhang C M, Jian X H 2010 *Opt. Lett.* **35** 366

Principles and simulation of spectropolarimetric imaging technique based on static dual intensity-modulated Fourier transform*

Yu Hui^{1)3)4)†} Zhang Rui^{2)3)4)‡} Li Ke-Wu²⁾³⁾⁴⁾ Xue Rui¹⁾³⁾⁴⁾ Wang Zhi-Bin¹⁾³⁾⁴⁾

1) (School of Science, North University of China, Taiyuan 030051, China)

2) (School of Information and Communication Engineering, North University of China, Taiyuan 030051, China)

3) (Engineering and Technology Research Center of Shanxi Province for Opto-electric Information and Instrument, Taiyuan 030051, China)

4) (Key Laboratory of Electronic Measurement Technology, North University of China, Taiyuan 030051, China)

(Received 23 July 2016; revised manuscript received 30 November 2016)

Abstract

Traditional imaging spectropolarimetry generally requires slit, moving parts, electrically tunable devices, or the use of micropolarized arrays. Furthermore, the acquired raw data are a physical superposition of interferogram and image. Given their complicated structure, poor seismic capacity, low detection sensitivity, and heavy computations with approximation in spectral reconstruction, meeting the needs for applications in aviation, remote sensing, and field detection is difficult. To overcome these drawbacks, a new spectropolarimetric imaging technique based on static dual intensity-modulated Fourier transform is presented. The system consists of a front telescopic system, two phase retarders, a linear polarizer, a Wollaston prism, a Savart polariscope, a linear analyzer, a reimaging system, and a charge-coupled device (CCD) array detector. The incident light is modulated through a module of polarization spectrum modulation, which consists of the retarders and the polarizer. The Wollaston prism splits the modulated incident light into two equal intensities, orthogonally polarized components with a small divergent angle. After passing through the interference module, which is composed of the Savart polariscope and the analyzer, then the reimaging system, two full-polarization interferograms, which are the superposition of background images and interference fringes, are recorded simultaneously on a single CCD. The pure target image and the pure interference fringes can be simply achieved from the summation or the difference of the two interferograms. Spectral and complete polarization information can be acquired by using the Fourier transform of the pure interference fringes. The principle and the configuration of the system are described here in this paper. The reconstruction processes of the target image and the full Stokes polarization spectra are theoretically analyzed and mathematically simulated. The results show that the system can availably separate background image from interference fringes of the target, achieving high-precision spectral reconstruction and effective extraction of the complete polarization information. Compared with the features of existing instruments, one of the salient features of the described model is to use the dual-intensity modulation, which can avoid mutual interference between the image and the fringes from the hardware and is conducive to the extraction of pure interference fringes with high signal-to-noise ratio (SNR). With this feature, the inadequacies on traditional spectral reconstruction, such as large computation,

* Project supported by the Funds for International Cooperation and Exchange of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 2013DFR10150), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61127015, 61471325, 61505179), and the Natural Science Foundation for Young Scientists of Shanxi Province, China (Grant No. 2014021012).

† Corresponding author. E-mail: 13934603474@nuc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: ruizhanghy@163.com

heavy data processing, and low accuracy of acquired information, are overcome. Moreover, the entrance slit in the front telescopic system is removed, which greatly increases the transmittance and flux of the incident light and improves the SNR of the interferogram. The modified Savart polariscope is used in the interference module. Its transverse shear-splitting principle further enlarges the field of view and increases the spectral resolution of the straight fringes. Thus, this design has the advantages of good stability, high spectrum, high sensitivity, large SNR, high-precision information reconstruction, and low-complexity data processing, as well as simultaneous detection of image, spectrum, and complete polarization information. This work will provide an important theoretical basis and practical instruction for developing new spectropolarimetric imaging technique and its engineering applications.

Keywords: dual-intensity modulation, spectropolarimetric imaging technique, Fourier transform, Stokes vector

PACS: 42.15.Eq, 42.25.Ja, 42.25.Hz

DOI: [10.7498/aps.66.054201](https://doi.org/10.7498/aps.66.054201)