

通道调制型偏振成像系统的波段宽度限制判据

张宁 朱京平 宗康 李浩 强帆 侯洵

Imaging spectral bandwidth criterion equation of channeled modulated polarization imaging system

Zhang Ning Zhu Jing-Ping Zong Kang Li Hao Qiang Fan Hou Xun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 074210 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.074210

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.074210>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I7>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

周期力调制噪声驱动下单模激光系统的多重随机共振

Stochastic multi-resonance of the single-mode laser system driven by the noise with periodic force modulation

物理学报.2015, 64(2): 024211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024211>

一种带葡萄柚空气孔的高双折射 $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ 光子准晶光纤

Highly birefringent $\text{ZrF}_4\text{-BaF}_2\text{-LaF}_3\text{-AlF}_3\text{-NaF}$ photonic quasi-crystal fiber with twin grapefruits holes

物理学报.2014, 63(14): 144202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.144202>

一种新型高双折射光子晶体光纤特性研究

Investigation of a new kind of high birefringence photonic crystal fiber

物理学报.2013, 62(8): 084215 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.084215>

通道调制型偏振成像系统的波段宽度限制判据*

张宁 朱京平† 宗康 李浩 强帆 侯洵

(西安交通大学, 电子物理与器件教育部重点实验室, 陕西省信息光子技术重点实验室, 西安 710049)

(2015年10月23日收到; 2015年12月22日收到修改稿)

通道调制型偏振成像技术是一种体积紧凑、空间分辨率高且能够实时获取全偏振信息的新型偏振成像探测技术. 但该技术目前只能实现准单色光的全偏振探测, 严重制约了其实用化. 本文首先对宽带光通道调制型偏振成像出现混叠现象的原因进行了分析, 得出载波频率是限制波段宽度的主要因素. 据此在空间频谱域上分析并推导了通道调制型偏振成像系统的光谱宽度限制判据公式, 同时通过模型仿真得到了系统的极限有效光谱范围, 与理论推导公式结果进行了对比分析, 验证了判据的准确性. 基于该判据可预测给定通道调制型偏振成像系统的有效工作波段, 同时还可扩展系统波段宽度提供理论支撑.

关键词: 通道调制型偏振成像, 载波频率, 波段宽度判据

PACS: 42.81.Gs, 95.75.Hi

DOI: 10.7498/aps.65.074210

1 引言

偏振成像技术是一种可同时对目标物体的偏振态进行测量以及成像的新型探测技术^[1]. 该技术在空间遥感^[2]、军事、生物医学^[3]、浑浊介质成像^[4]、材料^[5]等领域有重大应用前景. 20世纪70年代, 偏振探测才逐渐走入专家学者的视线, 经过了四十多年的发展, 偏振成像技术先后经历了旋转偏振片型、分振幅型、液晶调制型、分孔径型以及分焦平面型等^[6-9]探测方法, 然而上述方案中各有其优缺点. 例如: 旋转偏振片型和液晶型虽然结构简单, 但是无法同时获取4个斯托克斯参量; 而分振幅型、分孔径型和分焦平面型虽然可以同时获得偏振信息, 但是结构相对而言复杂或工艺实现困难. 直到21世纪初, 通道调制型偏振成像技术以其具有高空间分辨率、可同时获得多个斯托克斯参量、紧凑型、无可动器件、对动态目标成像等^[9,10]优点逐渐成为研究热点.

2003年, Oka和Kato^[11]首次提出通道调制型偏振成像系统, 该系统具有小型化、紧凑化、可以

使用快照成像的优点. 经过近十年的发展, 系统先后经历了使用楔形棱镜型^[12]或者萨瓦板(Savart plate, SP)型^[13]的准单色光成像系统, 但原理所限仅能准单色光成像, 大大限制了信噪比和对比度的提高^[14], 使其难以用于低可探测目标的探测. 后来, 学者们提出了Sagnac干涉仪+衍射光栅型^[15]和偏振光栅型^[16]宽波段偏振成像系统, 弥补了弱光成像的不足, 但是目前还无法实现全偏振成像, 且制作工艺难度大、光路准确性要求高, 不利于实际应用. 实际应用迫切要求具有高对比度、高信噪比的宽波段全偏振通道调制型偏振成像系统. 如果能推演出通道调制型全偏振成像系统的有效光谱范围, 则有望根据它与结构参数的关系揭示出波段拓展的机理. 因而, 波段宽度判据成为解决宽波段问题的前提与核心关键问题.

针对这一难题, 我们从空间频域出发, 推导出了通道调制型偏振成像系统的有效光谱宽度判据. 首先, 以SP型通道调制偏振成像系统为例, 分析了影响系统成像光谱范围的限制因素; 其次, 根据瑞利判据推演了限制成像有效光谱范围的波段宽度判据公式; 最后通过数值分析验证了公式的有效

* 国家自然科学基金青年基金(批准号: 61205187)和中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: xkjc2013008)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jpzhu@xjtu.edu.cn

性. 在此基础上, 进一步分析了该公式向其他通道调制型偏振成像系统拓展的可能性. 这些工作为后续的扩展成像光谱带宽提供了理论依据.

2 理论推导

为了得到通道调制型偏振成像系统的成像波段宽度判据, 这里我们以SP型通道调制型偏振成像系统^[17]为例进行研究.

SP型偏振成像仪的系统构成如图1所示: 一束光经过滤波器之后陆续经过SP1、半波片、SP2、检偏器, 实现分光、振动方向旋转、再分光后, 在成像透镜的作用下在焦平面处于干涉成像.

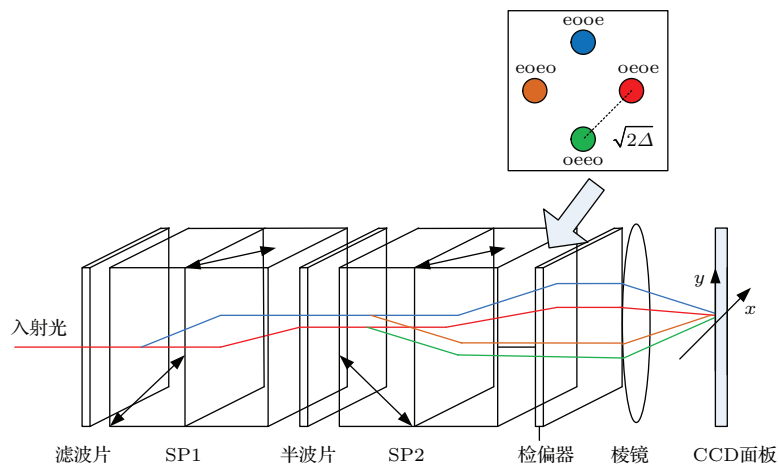


图1 (网刊彩色) SP型偏振成像仪的光路原理图

Fig. 1. (color online) Optical layout of a Savart snapshot imaging polarimeter.

由 $\Omega = \Delta/\lambda f$ 可以看出, 影响载波频率的参数有剪切量 Δ 、波长 λ 和成像透镜的焦距 f . 剪切量 $\Delta = At$ 与SP厚度 t 成正比, 其系数 $A = \frac{\sqrt{2} n_o^2 - n_e^2}{2 n_o^2 + n_e^2}$ 受双折射率的影响. 以方解石为例, 由其色散关系^[18] 计算出双折射率引起的系数变化与中心频率 550 nm 处的值相对误差如图2所示, 其相对误差在5%以内, 表明剪切量对于系统的影响可以忽略.

针对确定系统, SP厚度和成像焦距已定, 剪切量的影响又可忽略, 就此证实了影响载波频率的3个因素中最主要的为波长.

为了确定载波频率对成像结果的影响和判据公式, 在积分范围 $[-L, L]$ ($2L \times 2L$ 为焦平面上的成

焦平面上的光强表达式为

$$I = \frac{1}{2} S_0 + \frac{1}{2} S_1 \cos [2\pi\Omega (x + y)] + \frac{1}{4} |S_{23}| \cos [2\pi (2\Omega) x + \arg |S_{23}|] - \frac{1}{4} |S_{23}| \cos [2\pi (2\Omega) y - \arg |S_{23}|], \quad (1)$$

式中, $S_{23} = S_2 + iS_3$; $\Omega = \Delta/(\lambda f)$ 为载波频率, 其中, Δ 为SP引入的横向剪切量, f 为成像透镜焦距, λ 为入射光波长; x, y 为像平面坐标; $S_0 - S_3$ 为目标斯托克斯参量; $\arg |S_{23}|$ 为 S_{23} 的幅度角. 可见 S_0 为直流分量, S_1 和 S_{23} 通过干涉现象被分别调制上了不同的载波频率 (中频和高频), 而干涉条纹的周期由载波频率决定, 也就是说载波频率 Ω 是造成干涉条纹混叠的主要因素.

像面积) 内对 (1) 式做二维傅里叶变换:

$$F = \mathcal{F}\{I\} = \int_{-L}^L \int_{-L}^L \left\{ \frac{1}{2} S_0 + \frac{1}{2} S_1 \cos [2\pi\Omega (x + y)] + \frac{1}{4} |S_{23}| \cos [2\pi\Omega (2x) + \arg S_{23}] - \frac{1}{4} |S_{23}| \cos [2\pi\Omega (2y) - \arg S_{23}] \right\} \times e^{-i2\pi(f_x x + f_y y)} dx dy = 2L^2 S_0 \text{sinc}(2\pi f_x L) \text{sinc}(2\pi f_y L) + L^2 S_1 \left\{ \text{sinc}[2\pi L (f_x - \Omega)] \text{sinc}[2\pi L (f_y - \Omega)] + \text{sinc}[2\pi L (f_x + \Omega)] \text{sinc}[2\pi L (f_y + \Omega)] \right\} + \frac{1}{2} L^2 |S_{23}| \text{sinc}(2\pi f_y L)$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ e^{i \arg S_{23}} \text{sinc}[2\pi L (f_x - 2\Omega)] \right. \\ & + e^{-i \arg S_{23}} \text{sinc}[2\pi L (f_x + 2\Omega)] \left. \right\} \\ & + \frac{1}{2} L^2 |S_{23}| \text{sinc}(2\pi f_x L) \\ & \times \left\{ e^{-i \arg S_{23}} \text{sinc}[2\pi L (f_y + 2\Omega)] \right. \\ & + e^{i \arg S_{23}} \text{sinc}[2\pi L (f_y - 2\Omega)] \left. \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

其中 f_x, f_y 表示空间频域的坐标. (2) 式体现的空间频域分布各部分均为 sinc 函数, 如图 3 所示.

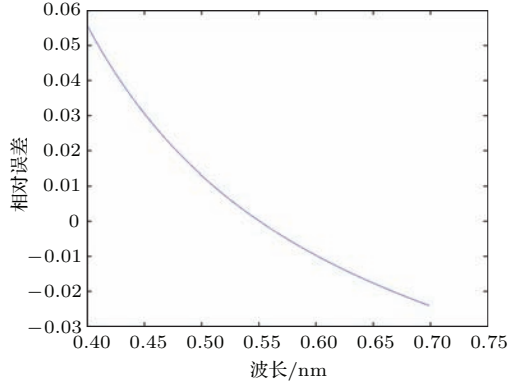


图 2 双折射率的影响

Fig. 2. The influence of the birefringence.

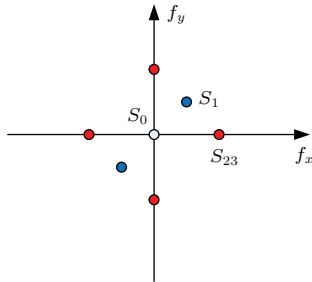


图 3 (网刊彩色) 空间频域分布示意图

Fig. 3. (color online) Distribution of the spatial frequency.

由于斯托克斯参量在空间频域的位移与载波频率 Ω 成正比, 因而在系统参数 Δ, f 确定时, 位移量与波长 λ 成反比, 从而当复色光入射时就会出现通道混叠. 使用复色光作为成像光源时, 频域上的分布可表示为

$$\begin{aligned} F = & \sum_{\Omega_i = \Omega_{\min}}^{\Omega_{\max}} \left\{ 2L^2 S_0 \text{sinc}(2\pi f_x L) \text{sinc}(2\pi f_y L) \right. \\ & + L^2 S_1 \left\{ \text{sinc}[2\pi L (f_x - \Omega_i)] \text{sinc}[2\pi L (f_y - \Omega_i)] \right. \\ & + \left. \text{sinc}[2\pi L (f_x + \Omega_i)] \text{sinc}[2\pi L (f_y + \Omega_i)] \right\} \\ & + \left. \frac{1}{2} L^2 |S_{23}| \text{sinc}(2\pi f_y L) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \left\{ e^{i \arg S_{23}} \text{sinc}[2\pi L (f_x - 2\Omega_i)] \right. \\ & + e^{-i \arg S_{23}} \text{sinc}[2\pi L (f_x + 2\Omega_i)] \left. \right\} \\ & + \frac{1}{2} L^2 |S_{23}| \text{sinc}(2\pi f_x L) \\ & \times \left\{ e^{-i \arg S_{23}} \text{sinc}[2\pi L (f_y + 2\Omega_i)] \right. \\ & + e^{i \arg S_{23}} \text{sinc}[2\pi L (f_y - 2\Omega_i)] \left. \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

(3) 式表明, 随着入射光频谱宽度的增加, 各个波长对应的空间频率在空间频谱上呈现为 sinc 函数叠加的形式, 如图 4 所示.

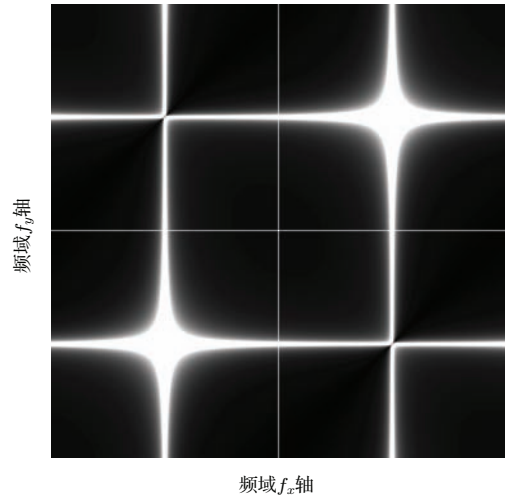


图 4 混叠情况下的频域分布示意图

Fig. 4. Distribution of the disordered spatial frequency.

为了能够尽可能完整地截取出各个斯托克斯参量信息, 必须保证各个通道 sinc 函数尽可能保持其主瓣信息的完整性. 为此, 根据瑞利判据, 取通道内某一波长 sinc 函数的峰值恰好落在中心波长 sinc 函数的一级零点时, 二者刚刚处于信号重叠的边界, 定义该波长为中心波长对应的波段宽度的极限波长, 两个一级零点所对应的极限波长的间隔称为极限波段宽度, 该波段宽度表达式即为波段宽度判据.

对于 S_{23} 通道, 其频域的频谱函数表达式 F_3 为

$$F_3 = AF \{ S_{23} \text{sinc}[2\pi L (f_x - 2\Omega_0)] \text{sinc}(2\pi f_y L) \}, \quad (4)$$

其中, F_3 表示 S_{23} 在空间频域上对应的信号函数表达式, A 为信号的振幅, $\mathcal{F}(S_{23})$ 表示 S_{23} 的傅里叶变换形式. 其中心波长一级零点满足 $2\pi L(2\Omega_0 - f_x) = \pm\pi$, 对应的两个坐标

为 $(2\Omega_0 \pm 1/2L, 0)$, 就此得到 S_{23} 对应极限波长分别为

$$\lambda_{\min} = \frac{2L\Delta}{4L\Omega_0 f + f}, \quad \lambda_{\max} = \frac{2L\Delta}{4L\Omega_0 f - f}.$$

因而 S_{23} 对应极限波段宽度, 即波段宽度限制判据为

$$\delta = \lambda_{\max} - \lambda_{\min} = \frac{4L\Delta}{16L^2\Omega_0^2 f - f}. \quad (5)$$

再根据最大光程差 $D = 2\Delta/fL$, S_{23} 对应判据表达式可改写为

$$\delta_{S_{23}} = \frac{2D\lambda_0^2}{4D^2 - \lambda_0^2}. \quad (6)$$

同理可得 S_1 通道对应判据表达式为

$$\delta_{S_1} = \frac{4D\lambda_0^2}{4D^2 - \lambda_0^2}. \quad (7)$$

综合 (6) 和 (7) 式, 由于 $\delta_{S_{23}} < \delta_{S_1}$, 因而 $\Delta\lambda_{\max 1}$ 对波段宽度限制最强. 这样, 最终限制通道调制型偏振成像系统的波段宽度判据表达式应为

$$\delta = \frac{2D\lambda_0^2}{4D^2 - \lambda_0^2}. \quad (8)$$

3 模拟结果对比

为了验证公式的准确性, 我们使用 Matlab7.0 软件, 进行了基于 SP 的通道调制型偏振成像仿真实验.

根据非色散 Savart 偏振成像系统的数理关系方程, 得宽波段光成像公式为

$$I_{\text{复色}} = \sum_{\lambda_i=\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \left\{ \frac{1}{2}S_0 + \frac{1}{2}S_1 \cos \left[2\pi \frac{\Delta}{\lambda_i f} (x + y) \right] + \frac{1}{4} |S_{23}| \cos \left[2\pi \left(2 \frac{\Delta}{\lambda_i f} \right) x + \arg |S_{23}| \right] - \frac{1}{4} |S_{23}| \cos \left[2\pi \left(2 \frac{\Delta}{\lambda_i f} \right) y - \arg |S_{23}| \right] \right\}. \quad (9)$$

通过公式建模, 输入一个均匀平面光, 得到干涉图像如图 5 (a) 所示. 光谱带宽增加时, 干涉条纹的可见度就会下降, 进而影响解调结果的准确度, 所以我们以干涉条纹的可见度 $M = \frac{a+b}{a-b}$ 为基本参数, 模拟确定光谱范围, 其中 a, b 分别为干涉条纹中对比度最差的一个条纹的最大和最小光强 (如图 5 (b) 所示).

由 (9) 式可知, 当成像系统参数确定之后, 电荷耦合器件 (CCD) 靶面接收到的图像只与入射光偏振状态有关. 设中心波长的空间载波

频率 $\Omega = 0.25$, CCD 像元大小为 $4.75 \mu\text{m}$, 焦距为 5 mm , SP 厚度 $\sqrt{2}\Delta = 0.075t$. 改变中心波长、最大光程差及波段宽度 3 个物理量进行模拟. 在 $430\text{--}700 \text{ nm}$ 范围内, 取 30 nm 为间隔设置中心波长 λ_0 , 不失普遍性取输入偏振态 $\mathbf{S} = [1, 0.3329, -0.8350, -0.4382]^T$. 用归一化最大光程差 $B = D/\lambda_0$ 来表征最大光程差, 令其值从 50 到 175 变化, 间隔 25. 取干涉条纹可见度不小于 0.5 的最大值为波段宽度, 由于该仿真实验工作量大、准确度低, 我们从 1 nm 起、以步长 1 nm 逐渐增加波段宽度, 得到波段宽度与最大光程差和中心波长的关系, 如表 1 所列.

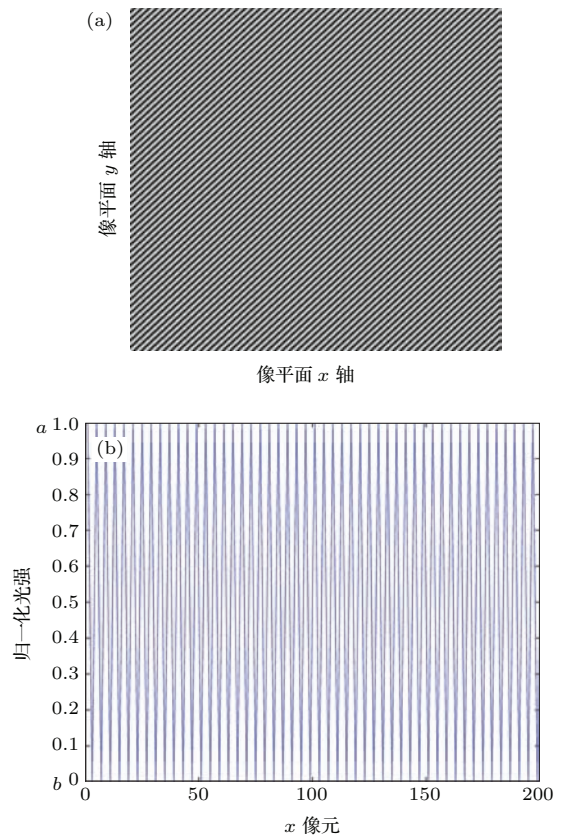


图 5 仿真结果及干涉条纹可见度计算示意图 (a) 单色光成像仿真结果; (b) x 轴光强分布图

Fig. 5. Demonstration of the simulation result and modulation degree: (a) Monochromatic light imaging simulation results; (b) x axial light relative intensity distribution.

由表 1 可见, 有效光谱范围随着系统产生的最大光程差增大而减小, 随着入射光中心波长的增加而增大, 符合理论推导结果.

表 1 中还列出了判据公式计算结果. 可见, 两者最大误差在 1 nm 以内, 与模拟精度为同一量级, 证实了该判据公式的可靠性.

表1 入射光波段极限宽度的仿真结果
Table 1. The simulation results of the incident light band width limit.

| λ_0/nm | B | | | | | | | | | | | |
|-----------------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|
| | 50 | | 75 | | 100 | | 125 | | 150 | | 175 | |
| | 仿真 结果/nm | 计算 结果/nm | 仿真 结果/nm | 计算 结果/nm | 仿真 结果/nm | 计算 结果/nm | 仿真 结果/nm | 计算 结果/nm | 仿真 结果/nm | 计算 结果/nm | 仿真 结果/nm | 计算 结果/nm |
| 430 | 4 | 4.3 | 3 | 2.8 | 2 | 2.1 | 2 | 1.7 | 2 | 1.4 | 1 | 1.2 |
| 460 | 4 | 4.6 | 3 | 3.1 | 2 | 2.3 | 2 | 1.8 | 2 | 1.5 | 2 | 1.3 |
| 490 | 5 | 4.9 | 4 | 3.3 | 2 | 2.5 | 2 | 1.9 | 2 | 1.6 | 2 | 1.4 |
| 520 | 5 | 5.2 | 4 | 3.5 | 3 | 2.6 | 2 | 2.1 | 2 | 1.7 | 2 | 1.5 |
| 550 | 5 | 5.5 | 4 | 3.7 | 3 | 2.8 | 2 | 2.2 | 2 | 1.8 | 2 | 1.6 |
| 580 | 6 | 5.8 | 4 | 3.9 | 3 | 2.9 | 2 | 2.3 | 2 | 1.9 | 2 | 1.6 |
| 610 | 6 | 6.1 | 5 | 4.1 | 3 | 3.1 | 2 | 2.4 | 2 | 2.0 | 2 | 1.7 |
| 640 | 6 | 6.4 | 5 | 4.3 | 4 | 3.2 | 3 | 2.6 | 2 | 2.1 | 2 | 1.8 |
| 670 | 7 | 6.7 | 5 | 4.5 | 4 | 3.4 | 3 | 2.7 | 2 | 2.2 | 2 | 1.9 |
| 700 | 7 | 7.0 | 5 | 4.6 | 4 | 3.5 | 3 | 2.8 | 3 | 2.3 | 2 | 2.0 |

4 讨论

4.1 波段宽度限制判据的物理意义

本文通过理论推导得出了通道调制型偏振成像系统的有效光谱范围判据, 并发现它是关于中心波长和最大光程差的函数: 与中心波长正相关, 与最大光程差负相关. 与中心波长正相关是因为: 发生干涉时, 干涉条纹周期 $T = \frac{1}{\Omega} = \frac{\lambda f}{\Delta}$. 这将导致多波长入射时, 中心波长越大, 干涉条纹越宽, 因而可容纳的满足干涉条纹可见度大于规定值的波段范围 $\Delta\lambda_{\max}$ 越宽. 最大光程差负相关可理解为: 像越往边缘(与中心的距离 L 越大), 条纹混叠越严重, 而最大光程差 $D = \frac{2\Delta}{f}L$, 也就是说 D 越大, 条纹混叠越严重, 对混叠现象的容忍能力越弱, 有效光谱范围 $\Delta\lambda_{\max}$ 越窄.

4.2 判据公式适用范围

偏振分光器件是通道调制型偏振成像系统的核心部件, 入射光通过其进行分光干涉, 从而给不同的斯托克斯参量调制上了不同的空间载波频率. 目前应用于通道调制型偏振成像系统的偏振分光器件有两类. 一类是利用晶体的双折射率差实现分

光, 如SP型系统, 剪切量 $\Delta = \frac{\sqrt{2}n_o^2 - n_e^2}{2n_o^2 + n_e^2}t$, 在可见光范围内, 波长引起的变化在5%以内, 基本可以忽略双折射率变化带来的影响. 因此对于这类基于晶体(寻常光折射率随波长的变化和非寻常光折射率随波长的变化趋势相同)结构进行分光的通道调制型偏振成像系统, 该判据公式完全可以使用. 第二类是仪器通过内部结构产生光程差, 如Sagnac干涉仪型, 剪切量 $\Delta = \sqrt{2}a$, a 为仪器引入的光程差, 与波长项无关. 因此在给定系统参数之后, 两种构型的通道调制型偏振成像系统的空间频率都与波长成反比, 当入射光的波长改变时, 各个斯托克斯参量在空间频率上的位移变化与上述公式推导中一致, 该判据公式依然适用于这种由仪器本身产生固定光程差的通道调制型偏振成像系统. 总而言之, 该判据公式可适用于所有剪切量与波长不相关或者相关性很小的通道调制型偏振成像系统.

4.3 判据公式

入射光有效光谱范围判据一方面可以用来计算给定通道调制型偏振成像系统的有效工作波长范围, 另一方面对于系统波段宽度宽展具有指导意义.

首先由于有效光谱范围是关于中心波长和最大光程差的函数, 我们在使用不同的系统或者使用不同的中心波长进行实验时, 可以计算出最大入射光谱范围, 进而通过选择适当的滤光器件, 在尽可能保证光通量的情况下有效避免实验产生混叠现象以及在有效避免发生混叠现象的前提下尽可能地增加系统的光通量.

该判据公式为研制宽波段通道调制型偏振成像系统提供了解决思路. 已有的波段扩展方案为: 在系统中增加衍射补偿结构使得 $\Delta = a\lambda$ (a 为常数), 从而使得 $\Omega = \frac{a\lambda}{\lambda f} = \frac{a}{f}$ 而与波长 λ 无关, 来实现波段扩展. 但这种补偿方案存在的缺陷是无法同时获得全偏振信息^[15]. 判据公式的出现为解决波段宽度提供了新思路: 从空间频域角度解决问题——通过设计使得系统在一定的波段范围内载波频率与波长的相关性较小, 也就是说在空间频域上整个波段都位于极限载波频率 $2\Omega_0 \pm \frac{1}{2L}$ 范围之内. 这样, 在频域上就不会发生不同波长信号的串扰, 从而可实时宽波段全偏振成像.

5 结 论

本文根据通道调制型偏振成像系统的基本结构, 以 SP 型通道调制偏振成像系统为例, 推导出了通道调制型偏振成像系统的波段宽度限制判据公式, 并与模拟结果进行对比证实了判据公式的正确性. 该公式不仅从理论上解释了通道调制型偏振成像系统波段宽度的限制原因, 并且精确地得到了各个因素的限制程度, 不仅可用于确定给定通道调制型偏振成像系统的有效工作波长范围, 而且为扩展通道调制型偏振成像系统的有效光谱范围提供了理论指导.

参考文献

- [1] Tyo J S, Goldstein D L, Chenault D B, Shaw J A 2006 *Appl. Opt.* **45** 5453
- [2] Snika F, Craven-Jones J, Escutic M 2014 *Proc. SPIE* **9099** 90990B-1
- [3] Luo G, Zhang M 2014 *Chin. Phys. B* **23** 124101
- [4] Guan J G, Zhu J P, Tian H 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 074201
- [5] Li Y F, Zhang J Q, Qu S B 2015 *Chin. Phys. B* **24** 014202
- [6] Lin C Y, Chen S J, Chen Z Y, Ding Y C 2015 *Chin. Phys. B* **24** 117802
- [7] Zhao J S 2013 *Infra. Technol.* **35** 743 (in Chinese) [赵劲松 2013 红外技术 **35** 743]
- [8] Zhu B H, Zhang C M, Jian X H, Zeng W F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 090701 (in Chinese) [祝宝辉, 张淳民, 简小华, 曾文锋 2012 物理学报 **61** 090701]
- [9] Li S J, Jiang H L, Zhu J P, Duan J, Fu Q, Fu Y G, Dong K Y 2013 *Chin. Opt.* **6** 803 (in Chinese) [李淑军, 姜会林, 朱京平, 段锦, 付强, 付跃刚, 董科研 2013 中国光学 **6** 803]
- [10] Li J, Zhu J P, Qi C, Zhen 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]
- [11] Oka K, Kato T 1999 *Opt. Lett.* **24** 1475
- [12] Oka K, Kaneko T 2003 *Opt. Express* **11** 1510
- [13] Oka K, Saito N 2006 *Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VIII* **6295** 29508
- [14] Boffety M, Hu H, Goudail F 2014 *Opt. Lett.* **39** 6759
- [15] Kudenov M W, Jungwirth M E L, Dereniak E L, Gerhart G R 2009 *Opt. Express* **17** 22520
- [16] Kudenov M W, Escuti M J, Dereniak E L, Oka K 2011 *Appl. Opt.* **50** 2283
- [17] Luo H, Oka K, DeHoog E, Kudenov M, Schiewgerling J, Dereniak E L 2008 *Appl. Opt.* **47** 4413
- [18] "Calcite Crystal" Casix, <http://www.casix.com/products/crystal-products/birefringent-crystals/calcite-crystal.shtml> [2015-10-22]

Imaging spectral bandwidth criterion equation of channeled modulated polarization imaging system*

Zhang Ning Zhu Jing-Ping[†] Zong Kang Li Hao Qiang Fan Hou Xun

(Shanxi Key Laboratory of Information Photonic Technique, Key Laboratory for Physical Electronics and Devices of the Ministry of Education, School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 23 October 2015; revised manuscript received 22 December 2015)

Abstract

Channeled modulated polarimetry imaging (CMPI) is a novel detection technology which can acquire full-Stokes parameters of each pixel of the sensor. Compared with the other imaging polarimetric technologies, CMPI has advantages in compact, high spatial resolution and acquiring full-Stokes information simultaneously. It has been widely used in remote sensing, military reconnaissance and biomedical diagnosis. However CMPI can only be used for quasi-monochromatic light during full-Stokes imaging, which leads to low signal-to-noise ratio in many cases especially under the condition of low light. Expanding the imaging spectral bandwidth of the CMPI is of great urgency. In order to expand the bandwidth, the limitation factors and conditions of the imaging bandwidth should be clearly understood first. So an imaging bandwidth criterion is deduced in this paper for the researchers to estimate the limitation bandwidth of the CMPI. We analyze the factors which might affect the fringe visibility based on a Savart plate (SP) CMPI and obtain the conclusion that carry frequency (CF) is the main factor which restricts the bandwidth. Then, according to the definition of CF, $\Omega = \frac{\Delta}{\lambda f}$, in which Δ is the shearing distance of SP, λ is the imaging wavelength, and f the focal length of imaging lens, we investigate how these factors influence the CF. It turns out that λ is the main factor which causes the fringe to arise in a certain CPI system while Δ would add an error to CF within 5% in visible light domain. To investigate how the wavelength influences the imaging spectral bandwidth, we deduce the total irradiance on the image plane under broadband light and use Fourier transform for it to obtain the distribution of the spatial frequency of the image plane. And the conclusion is obtained that the CF bandwidth be expressed as $\left(2\Omega_0 - \frac{1}{2L}, 2\Omega_0 + \frac{1}{2L}\right)$ referred to as the Rayleigh criterion, in which Ω_0 is the central CF and L is the range of the imaging plane. After substituting the relevant parameters into the CF bandwidth, we can obtain the imaging spectral bandwidth criterion equation as $\delta = 2D\lambda_0^2/(4D^2 - \lambda_0^2)$, in which δ is the maximum imaging bandwidth, D is the maximum optical path difference, and λ_0 is the central wavelength of the CMPI system. To validate the accuracy of the spectral bandwidth criterion, some simulations are conducted to generate a maximum imaging spectral bandwidth while the visibility of the fringes decreases to 0.5 for the fringes which cannot be distinguished when the visibility is less than 0.5. The results show that the error between the simulated spectral bandwidth and the calculated spectral bandwidth is less than 1 nm. This criterion value fits the test well for the SP CMPI system. In addition, it can also be used for estimating the maximum imaging bandwidth of the other CMPI system whose shearing distance is independent or quasi-independent of wavelength.

Keywords: channeled modulated polarimetry imaging, carry frequency, bandwidth criterion equation

PACS: 42.81.Gs, 95.75.Hi

DOI: 10.7498/aps.65.074210

* Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61205187) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. xkjc2013008).

[†] Corresponding author. E-mail: jpzhu@xjtu.edu.cn