

拉曼效应对低双折射光纤偏振特性的影响*

王美洁 贾维国† 张思远 乔海龙 杨军 张俊萍 门克内木乐

(内蒙古大学物理科学与技术学院, 呼和浩特 010021)

(2014年1月2日收到; 2014年2月4日收到修改稿)

在低双折射光纤中, 利用线偏振光满足的包含拉曼效应的非线性耦合模传输方程, 通过引入斯托克斯参量, 导出了斯托克斯参量所满足的耦合模传输方程. 利用庞加莱球图示法, 描述了拉曼增益效应作用下光波偏振态的演化, 研究分析了拉曼效应对低双折射光纤中光波偏振态演化规律的影响. 结果表明, 当输入功率与运动常量满足一定关系时, 拉曼增益效应改变了光波传输时其偏振态演化周期和偏振态的椭圆率.

关键词: 低双折射, 拉曼效应, 偏振态, 庞加莱球

PACS: 42.25.LC, 42.65.Dr, 42.25.Ja

DOI: 10.7498/aps.63.104204

1 引言

低双折射光纤具有良好的保偏特性, 即可以保证光波在传输过程中其偏振态不发生变化, 已经被广泛应用于相干光通信、光纤传感器、光信息处理等领域, 并且成为当前市场主流光纤之一. 实际上, 沿光纤长度方向存在纤芯形状的改变和各向异性应力, 所有的光纤都具有一定程度的模式双折射^[1,2], 使得正交偏振模式分量的二重简并被破坏, 具有不同的传播常数. 光波沿着光纤传输时其偏振方向会发生随机变化, 这对光波偏振态不敏感器件的影响很小, 然而光纤耦合器等偏振态敏感器件则对光波偏振态有一定的严格要求.

偏振是光波的特性之一, 偏振效应是光纤的重要现象. 光纤偏振模色散^[3,4]、偏振旋转、交叉相位调制产生的许多重要的非线性效应^[5]、传感器与相干系统的偏振相关灵敏度、光器件的偏振相关损耗等均是偏振效应. 时间及环境等外部因素使得光波在光纤中传输时其偏振态沿光纤不断地随机变化, 表现出偏振不稳定性, 即经光纤传输后输入光的偏振态发生变化. 因此, 偏振效应不仅使得信号幅度产生变化, 还会因与相位相关的波动变化使得

信号的波形失真^[6], 这严重损伤光通信的通信质量及信号的可靠度. 研究光纤的偏振特性具有重要的意义.

光偏振态的描述包括琼斯矩阵矢量法、椭圆方程法、斯托克斯矢量法及庞加莱球法^[7-10], 其中庞加莱球法对偏振态的描述具有更直观的特点. 从考虑拉曼效应的耦合模传输方程出发^[11,12], 引入斯托克斯参量, 本文研究了拉曼增益对低双折射光纤偏振特性的影响, 并用庞加莱球图示法直观描述了光偏振态的演化.

2 理论模型

在低双折射光纤中, 准连续情况下, 忽略光纤损耗^[13]并含有拉曼增益的耦合非线性薛定谔方程为^[14]

$$\frac{\partial \bar{A}_x}{\partial z} = \frac{i\Delta\beta}{2} \bar{A}_x + i[(Q_1 + 2Q_2)|\bar{A}_x|^2 + 2Q_1|\bar{A}_y|^2] \bar{A}_x + i(2Q_2 - Q_1) \bar{A}_x^* \bar{A}_y^2, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{A}_y}{\partial z} = -\frac{i\Delta\beta}{2} \bar{A}_y + i[(Q_1 + 2Q_2)|\bar{A}_y|^2 + 2Q_1|\bar{A}_x|^2] \bar{A}_y + i(2Q_2 - Q_1) \bar{A}_y^* \bar{A}_x^2. \quad (2)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 61167004) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: jwg1960@163.com

这里, \bar{A}_x 和 \bar{A}_y 分别为输入光沿 x 方向和 y 方向的慢变振幅; \bar{A}_x^* 和 \bar{A}_y^* 分别为慢变振幅 \bar{A}_x 和 \bar{A}_y 的共轭; $\Delta\beta$ 为沿 x 方向与 y 方向偏振的两线偏振模的传播常数差.

$$Q_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} \gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} \right),$$

$$Q_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3} \gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{8} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right),$$

其中, γ 为非线性系数, Ω 为抽运光与斯托克斯光或反斯托克斯光的频率差, 定义复数式 $g_0''(\Omega)$ 的虚部为平行拉曼增益 (与抽运光偏振方向平行的拉曼增益), 定义复数 $g_0^\perp(\Omega)$ 的虚部为垂直拉曼增益 (与抽运光偏振方向垂直的拉曼增益)^[15]. 在传输方程中有以下两个守恒关系^[16]:

$$P = |\bar{A}_x|^2 + |\bar{A}_y|^2, \quad (3)$$

$$H = \frac{\Delta\beta}{2} (|\bar{A}_x|^2 - |\bar{A}_y|^2) + \frac{1}{2} (Q_1 + 2Q_2) (|\bar{A}_x|^2 + |\bar{A}_y|^2) + \frac{1}{2} (2Q_2 - Q_1) (\bar{A}_x \bar{A}_y^* - \bar{A}_x^* \bar{A}_y)^2, \quad (4)$$

式中, P 为输入光的总功率, H 为哈密顿量.

单色光或准单色光的偏振态可以用四个实数为一组的量表示, 每个量都具有强度的量纲, 这组量称为斯托克斯参量, 并标记为 S_0, S_1, S_2, S_3 ^[17,18],

$$S_0 = |\bar{A}_x|^2 + |\bar{A}_y|^2,$$

$$S_1 = |\bar{A}_x|^2 - |\bar{A}_y|^2,$$

$$S_2 = \bar{A}_x \bar{A}_y^* + \bar{A}_x^* \bar{A}_y,$$

$$S_3 = i(\bar{A}_x^* \bar{A}_y - \bar{A}_x \bar{A}_y^*). \quad (5)$$

利用斯托克斯参量表示 (1)–(4) 式, 得到

$$\frac{dS_0}{dz} = 0,$$

$$\frac{dS_1}{dz} = 2 \left(\frac{2\gamma}{3} - \frac{ig_0''(\Omega)}{16} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) S_2 S_3,$$

$$\frac{dS_2}{dz} = -(\Delta\beta) S_3 - 2 \left(\frac{2\gamma}{3} - \frac{ig_0''(\Omega)}{16} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) S_1 S_3,$$

$$\frac{dS_3}{dz} = (\Delta\beta) S_2. \quad (6)$$

$$P = S_0,$$

$$H = \frac{\Delta\beta}{2} S_1 + \frac{1}{2} \left(2\gamma - \frac{3ig_0''(\Omega)}{16} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) S_0$$

$$- \frac{1}{2} \left(\frac{2\gamma}{3} - \frac{ig_0''(\Omega)}{16} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) S_3^2. \quad (7)$$

通过 (6) 式很容易得到下面两个恒等式:

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = S_0^2 = P^2, \quad (8a)$$

$$\frac{2\gamma}{3} - \frac{ig_0''(\Omega)}{16} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} S_3^2 - S_1 = \Gamma. \quad (8b)$$

由 (7) 式得到运动常量

$$\Gamma = \frac{1}{\Delta\beta} \left(2\gamma - \frac{3ig_0''(\Omega)}{16} - \frac{ig_0^\perp(\Omega)}{4} \right) S_0 - \frac{2H}{\Delta\beta}.$$

(8) 式表明, 光波在传输过程中能量保持守恒. 由 (8a) 式可知, 斯托克斯参量 S_1, S_2 和 S_3 在半径为 S_0 的球面上运动, 这个球称为庞加莱球. 庞加莱球的南极和北极分别代表左旋圆偏振态和右旋圆偏振态, 所有的线性偏振态都位于庞加莱球的赤道上, 左旋椭圆偏振态和右旋椭圆偏振态分别位于庞加莱球的南半球和北半球上^[19]. (8b) 式表示的是一个顶点坐标为 $(\Gamma, 0, 0)$, 平行于 S_2 轴的抛物柱面. 在双折射光纤中, 光波偏振态演变 (连续变化) 可以通过庞加莱球和抛物柱面相交产生的闭合平滑曲线描述. 建立以 S_1, S_2, S_3 为轴的坐标系, 图 1 为球面与抛物柱面相交的模型^[20]. 从图 1 可以看出, 当庞加莱球的大小确定后, 抛物柱面的顶点位置和张角的变化都会导致相交区域发生改变, 从而导致偏振光传输的演化轨迹不同.

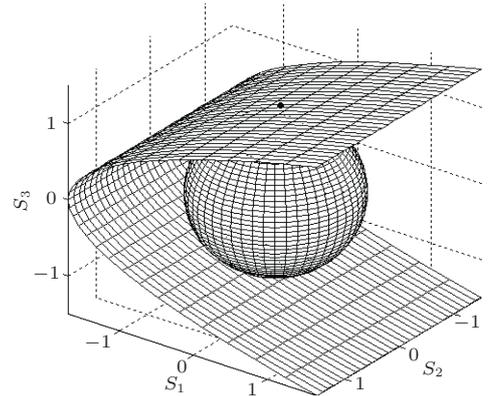


图 1 在 S_1, S_2, S_3 为轴的三维空间坐标系中, 球面与抛物柱面相交的模型

3 结果分析及讨论

本文主要研究拉曼增益对光波偏振态演化的影响. 当 P 与 Γ 的关系确定时, 根据 (8) 式可知, 抛

物柱面的张角为

$$\frac{2\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{16} - \frac{ig_0^+(\Omega)}{4}}{\Delta\beta}$$

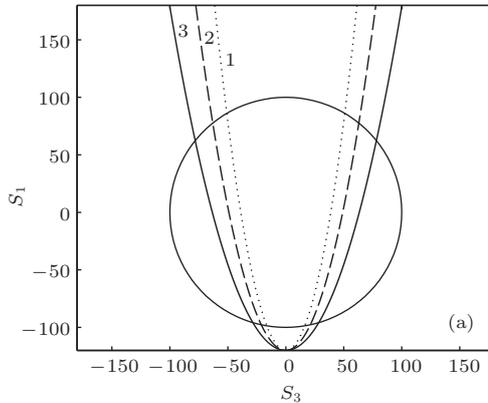
通过改变抛物柱面的顶点位置和张角进而改变抛物柱面与庞加莱球的交线位置和交线轨迹, 从而影响光波偏振态的演化轨迹. 显然, 拉曼增益的存在改变了抛物柱面张角的大小, 使得抛物柱面与庞加莱球的交线轨迹发生变化, 从而导致光波偏振态的演化规律也发生改变. 根据垂直拉曼增益和平行拉曼增益的相对关系^[21], 可忽略垂直拉曼增益 $ig_0^+(\Omega)$, 把 (8) 式改写成如下二维方程:

$$S_1^2 + S_3^2 = P^2, \quad \frac{2\gamma - \frac{ig_0''(\Omega)}{16}}{\Delta\beta} S_3^2 - S_1 = \Gamma. \quad (9)$$

因此, 根据 P 与 Γ 的关系, 下面就四种情况讨论拉曼增益对光波偏振态演化的影响.

3.1 当 $P < \Gamma$ 时

取输入功率 $P = 100 \text{ W}$, 非线性系数 $\gamma = 0.15 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 传播常数差 $\Delta\beta = 1.256 \text{ m}^{-1}$, 运



动常量 $\Gamma = 120 \text{ W}$. 由 (9) 式可得到 $P < \Gamma$ 时球面与抛物柱面的相交线在 S_1 - S_3 平面上的投影, 结果如图 2(a) 所示, 其中曲线 1、曲线 2、曲线 3 对应的拉曼增益分别为 0, 0.6, 1 cm/W, 曲线 1 表示无拉曼增益时的情形. 点坐标 $(S_3, S_1) = (100, 0)$ 代表庞加莱球的北极, 点坐标 $(S_3, S_1) = (-100, 0)$ 对应庞加莱球的南极, $S_3 = 0$ 则对应庞加莱球的赤道. 将图 2(a) 所示的庞加莱球投影到 S_1 - S_2 平面上, 得到的图形如图 2(b) 所示, 其中, 最外圆周为赤道, 中心点代表北极, 南半球的曲线与北半球呈对称分布.

从图 2(a) 可以看出, 考虑拉曼增益的抛物线比不考虑拉曼增益的抛物线开口要大, 这与图 2(b) 所示的庞加莱球上的交线 2、交线 3 范围变小一致, 且光波偏振态的变化具有周期性, 其偏振态演化范围越过了南极和北极. 通过比较曲线 2 和曲线 3 可知, 随着拉曼增益的增大, 抛物线的张角变大, 相对应的抛物柱面与庞加莱球相交的曲线范围变小, 庞加莱球上产生的闭合曲线范围也变小, 从而光波偏振态演化周期减小. 从图 2 还可以看出, 拉曼效应使得光波偏振态椭圆率变小, 对于具有相同方位角的偏振态, 随着拉曼增益的增大, 其椭圆率逐渐变小.

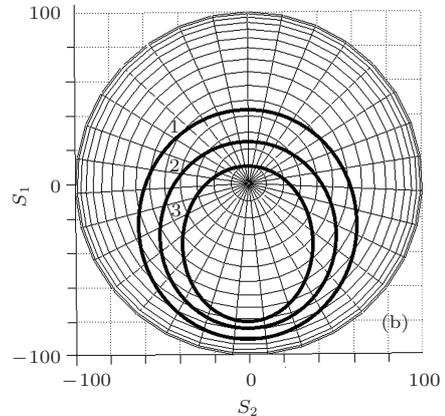


图 2 当 $P < \Gamma$, 庞加莱球与抛物柱面相交时, 光波偏振态的演化 (a) 庞加莱球与抛物柱面的相交线在 S_1 - S_3 平面上的投影; (b) 庞加莱球在 S_1 - S_2 平面上的投影

3.2 当 $P = \Gamma$ 时

取输入功率 $P = 100 \text{ W}$, 传播常数差 $\Delta\beta = 1.256 \text{ m}^{-1}$, 运动常量 $\Gamma = 100 \text{ W}$, 由 (9) 式可得到 $P = \Gamma$ 时球面与抛物柱面的相交线在 S_1 - S_3 平面上的投影, 结果如图 3(a) 所示, 其中曲线 1、曲线 2、曲线 3 对应的拉曼增益分别为 0, 0.8, 1 cm/W, 曲线 1 对应无拉曼增益时的情形. 点 $(S_3, S_1) = (-100, 0)$

和 $(S_3, S_1) = (100, 0)$ 分别对应庞加莱球的南极和北极, 点 $S_3 = 0$ 对应庞加莱球的赤道. 庞加莱球在 S_1 - S_2 平面上投影后得到的图形如图 3(b) 所示, 其中, 最外圆周为赤道, 中心点代表北极, 南半球对称地分布着相同的曲线, 且南北半球对称的曲线在点 $(S_1, S_2, S_3) = (-100, 0, 0)$ 处相交.

从图 3(a) 可以看出, 考虑拉曼增益时的抛物线开口变大, 这与图 3(b) 中庞加莱球上的交线 2、

交线3范围变小相对应. 当光波靠近点 $(S_1, S_2, S_3) = (-100, 0, 0)$ 输入时, 其偏振态变得不稳定, 出现分歧现象, 将在南半球和北半球发生周期性演化. 随着拉曼增益系数的增大, 抛物线的张角变大, 相对应的抛物柱面与庞加莱球相交的区域变小, 偏振态出现分歧现象的范围小于无拉曼效应时的范围, 从而光波偏振态演化周期减小. 从图3还可以看出, 除赤道上的不稳定点外, 对于其他具有相同方位角的偏振态, 随着拉曼增益的增加, 其椭圆率逐渐变小.

3.3 当 $P > \Gamma$ 时

取输入功率 $P = 100 \text{ W}$, 非线性系数 $\gamma = 0.15 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, 传播常数差 $\Delta\beta = 1.256 \text{ m}^{-1}$, 运

动常量 $\Gamma = 30 \text{ W}$, 由(9)式可得到 $P > \Gamma$ 时球面与抛物柱面的相交线在 S_1 - S_3 平面上的投影, 结果如图4(a)所示, 其中曲线1、曲线2、曲线3对应的拉曼增益分别为0, 0.6, 1 cm/W, 曲线1对应无拉曼增益时的情形. 点 $(S_3, S_1) = (-100, 0)$ 和 $(S_3, S_1) = (100, 0)$ 分别对应庞加莱球的南极和北极, 点 $S_3 = 0$ 对应庞加莱球的赤道. 将庞加莱球投影到 S_2 - S_3 平面上得到的图形如图4(b)所示.

从图4(a)可以看出, 随着拉曼增益的增加, 抛物线的张角变大, 这对应于图4(b)中庞加莱球上产生的交线区域变大, 光波偏振态演化周期增大. 所以, 除赤道上的点之外, 对于其他具有相同方位角的偏振态, 随着拉曼增益的增大, 其椭圆率逐渐变小.

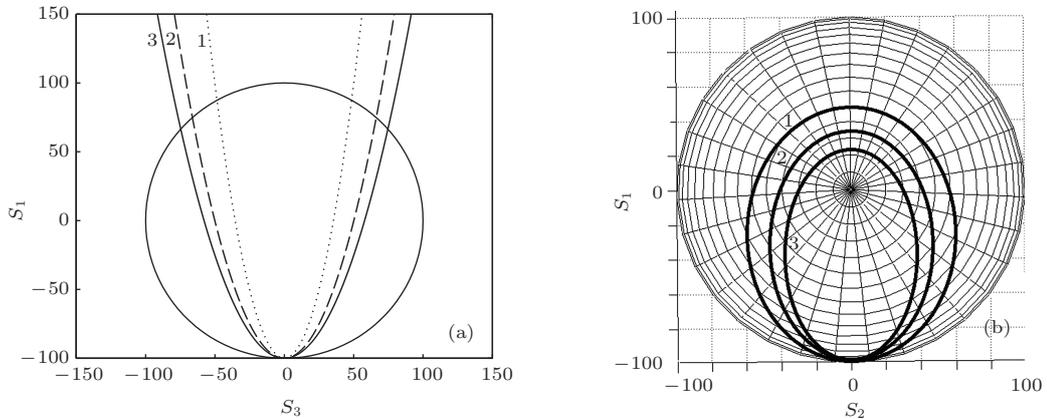


图3 当 $P = \Gamma$, 庞加莱球与抛物柱面相交时, 光波偏振态的演化 (a) 庞加莱球与抛物柱面的相交线在 S_1 - S_3 平面上的投影; (b) 庞加莱球在 S_1 - S_2 平面上的投影

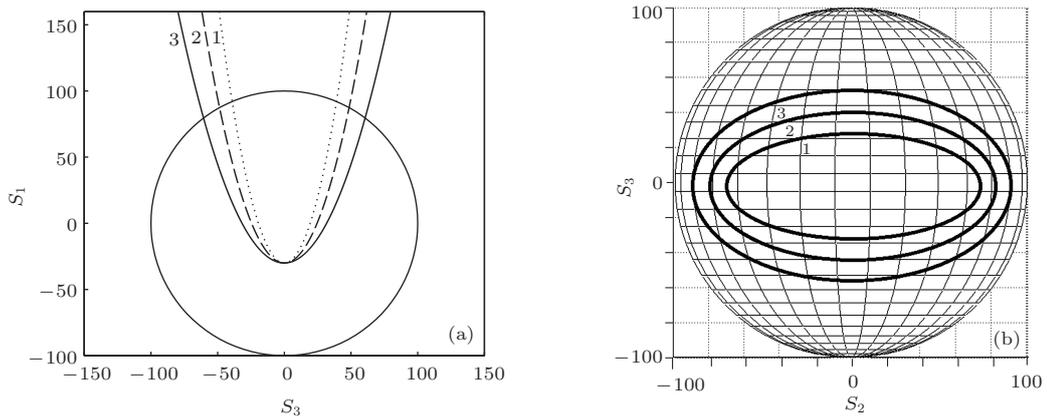


图4 当 $P > \Gamma$, 庞加莱球与抛物柱面相交时, 光波偏振态的演化 (a) 庞加莱球与抛物柱面的相交线在 S_1 - S_3 平面上的投影; (b) 庞加莱球在 S_2 - S_3 平面上的投影

3.4 当 $P = -\Gamma$ 时

取输入功率 $P = 100 \text{ W}$, 传播常数差 $\Delta\beta = 1.256 \text{ m}^{-1}$, 运动常量 $|\Gamma| = 100 \text{ W}$, 由(9)式可得到

$P = -\Gamma$ 时球面与抛物柱面的相交线在 S_1 - S_3 平面上的投影, 结果如图5(a)所示, 其中曲线1、曲线2、曲线3对应的拉曼增益分别为0, 0.6, 1 cm/W, 曲线1对应无拉曼增益时的情形. 庞加莱球投影到 S_2 - S_3 平面上得到的图形如图5(b)所示. 从图5可

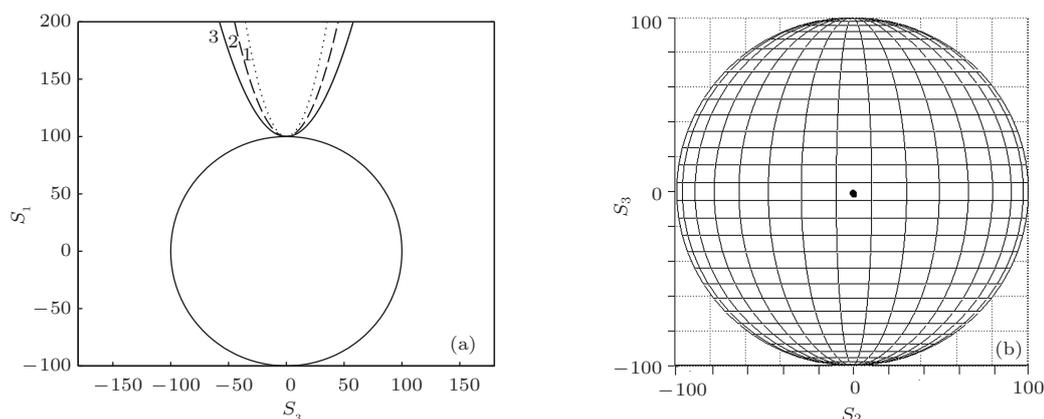


图5 当 $P = -\Gamma$ 时, 庞加莱球与抛物柱面相相交时, 光波偏振态的演化 (a) 庞加莱球与抛物柱面的相交线在 S_1 - S_3 平面上的投影; (b) 庞加莱球在 S_2 - S_3 平面上的投影

可以看出, 当 $P = -\Gamma$ 时, 所有抛物线与球面交于一点, 虽然随着拉曼增益的增加, 抛物线的张角变大, 但是不会改变球面与抛物柱面的交线. 此种情况下, 拉曼增益不再影响光波的偏振态, 此点为稳定点, 光波偏振态保持线偏振不变.

4 结 论

在低双折射光纤中, 从包含拉曼效应的非线性耦合模方程出发, 本文建立了庞加莱球模型, 并利用该模型研究了拉曼效应对偏振波动的影响. 结果表明, 在低双折射光纤中, 当考虑拉曼效应时, 光波传输过程中其偏振态的演化将发生改变. 当 $P < \Gamma$ 时, 拉曼增益使得光波偏振态演化周期变小, 对于具有相同方位角的偏振态, 随着拉曼增益的增大, 其椭圆率逐渐减小. 当 $P = \Gamma$ 时, 光波偏振态演化周期变小, 除赤道上的不稳定点外, 对于具有相同方位角的偏振态, 随着拉曼增益的增加, 其椭圆率也逐渐变小. 当 $P > \Gamma$ 时, 拉曼效应使得抛物柱面在庞加莱球上产生的交线变大, 从而光波偏振态演化周期变大, 除赤道上的不稳定点外, 对于具有相同方位角的偏振态, 随着拉曼增益的增加, 其椭圆率也逐渐变小. 当 $P = -\Gamma$ 时, 抛物柱面在庞加莱球上只有一个交点, 即仅存在一种线偏振态, 拉曼增益不会改变光波的偏振态.

参考文献

- [1] Fu B, Li S G, Yao Y Y, Zhang L, Zhang M Y, Liu S Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7708 (in Chinese) [付博, 李曙光, 姚艳艳, 张磊, 张美艳, 刘司英 2009 物理学报 **58** 7708]
- [2] Chen W X, Zhang S L, Zhang P, Zeng Z L 2012 *Chin. Phys. B* **21** 090301
- [3] Qin J X, Xi X L, Zhang X G, Tian F 2011 *Chin. Phys. B* **20** 114201
- [4] Cao Y, Li R M, Tong Z R 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084215 (in Chinese) [曹晔, 李荣敏, 童峥嵘 2013 物理学报 **62** 084215]
- [5] Wang K R, Kuang H, Wang Y J, Yuan J H, Yan B B 2013 *Chin. Phys. B* **22** 084201
- [6] Zhang Q P 2011 *M. S. Dissertation* (Harbin: Harbin Engineering University) (in Chinese) [张巧萍 2011 硕士学位论文 (哈尔滨: 哈尔滨工程大学)]
- [7] Fu S N, Wu C Q, Liu H T, Shen P, Dong H 2003 *Chin. Phys. B* **12** 1423
- [8] Liu K X, Zhang X, Zhao J X 2003 *International Conference on Communication Technology* (Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications Press) p713
- [9] Matera F, Wabnitz S 1986 *Opt. Lett.* **11** 467
- [10] Xie C J, Karlsson M, Andrekson P A, Sunnerud H, Li J 2002 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **8** 575
- [11] Qiao H L, Jia W G, Liu B L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 104212 (in Chinese) [乔海龙, 贾维国, 刘宝林 2013 物理学报 **62** 104212]
- [12] Jia W G, Qiao L R, Wang X Y 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194209 (in Chinese) [贾维国, 乔丽荣, 王旭颖 2012 物理学报 **61** 194209]
- [13] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (3rd ed) (Boston: Academic Press) p219
- [14] Han F, Jia W G, Chai H Y, Zhang J P, Menke N M L, Yang J 2013 *Acta Opt. Sin.* **33** 0729002 (in Chinese) [韩凤, 贾维国, 柴宏宇, 张俊萍, 门克内木乐, 杨军 2013 光学学报 **33** 0729002]
- [15] Chai H Y, Jia W G, Han F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044215 (in Chinese) [柴宏宇, 贾维国, 韩凤 2013 物理学报 **62** 044215]
- [16] Soto-Crespo J M 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1100
- [17] Trillo S, Wabnitz S, Stolen R H, Assanto G 1986 *Appl. Phys. Lett.* **49** 1224
- [18] Li J L, Zhu S F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 054203
- [19] Zhao S Y, Wang X L, Zhang N W 2007 *Infrared* **28** 25
- [20] Tong L G, Jia W G, Yang J, Zhang J P 2012 *Infrared Laser Eng.* **41** 2967 (in Chinese) [通拉嘎, 贾维国, 杨军, 张俊萍 2012 红外与激光工程 **41** 2967]
- [21] Lin Q, Agrawal G P 2006 *Opt. Lett.* **31** 3086

Influence of Raman effect on the state of polarization evolution in a low-birefringence fiber*

Wang Mei-Jie Jia Wei-Guo[†] Zhang Si-Yuan Qiao Hai-Long Yang Jun
Zhang Jun-Ping Menke Nei-Mu-Le

(School of Physical Science and Technology, Inner Mongolia University, Hohhot 010021, China)

(Received 2 January 2014; revised manuscript received 4 February 2014)

Abstract

In this paper, the linear polarization light satisfied nonlinear coupled differential equations containing the Raman effect are utilized in a low birefringence fiber. The coupling model equation satisfied by the Stokes parameters is derived by introducing the Stokes parameters. Poincaré sphere is used to analyze the influence of Raman scattering effect on the state of polarization evolution in the low-birefringence fiber. The results show that the state of polarization evolution can be changed and the polarization ellipticity can also be changed due to Raman scattering effect in the low birefringence fiber when between the input power and motion constants satisfy a certain relation.

Keywords: low-birefringence, Raman effect, state of polarization, Poincaré sphere

PACS: 42.25.LC, 42.65.Dr, 42.25.Ja

DOI: [10.7498/aps.63.104204](https://doi.org/10.7498/aps.63.104204)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61167004).

[†] Corresponding author. E-mail: jwg1960@163.com