

泵浦光椭圆度对铷原子极化率的影响

王明才,汪之国,杨开勇,陈运达

(国防科技大学 光电科学与工程学院,湖南 长沙 410073)

摘要: 在核磁共振陀螺系统中,需要用圆偏振光来泵浦碱金属(例如铷)原子,使其产生极化。然而实际应用中的泵浦光不是理想的圆偏振光,为了研究泵浦光椭圆度与铷原子极化率的变化关系,推算了泵浦光经过四分之一波片后的表达式,并由此得出泵浦光照射铷原子气室前的椭圆度,建立了数值仿真模型,研究了椭圆度对铷原子极化率的影响。同时通过实验得到了铷原子极化率与椭圆度的关系曲线。仿真和实验结果表明,泵浦光椭圆度越大,铷原子极化率越大,随着椭圆度的进一步增大,铷原子极化率增速变慢逐渐饱和;此外,相同的椭圆度下,铷原子极化率随着泵浦光功率的增大而增大。

关键词: 椭圆度; 铷原子极化率; 核磁共振陀螺; 泵浦光

中图分类号: O562 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201847.0917001

Effect of pump beam ellipticity on Rb polarization

Wang Mingcai, Wang Zhiguo, Yang Kaiyong, Chen Yunda

(College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: In nuclear magnetic resonance gyroscope (NMRG) system, circularly polarized light is utilized to pump alkali metal (for instance, rubidium) atoms in order to get them polarized. However, the pump beam is not ideal circularly polarized light in practical applications. In order to research the relationship between the pump beam ellipticity and the Rb polarization, the expression of the pump beam after passing through the quarter-wave plate was calculated, and the ellipticity of the pump beam before going through the rubidium gas cell was obtained. A numerical simulation model was established to study the influence of pump beam ellipticity on Rb polarization, the relationship between Rb polarization and pump beam ellipticity were obtained by experiment at the same time. Both the simulation and experiment results show that the Rb polarization increases with the increase of pump beam ellipticity, and with the further increase of pump beam ellipticity, the rate of Rb polarization growth slows down and gradually becomes saturated; In addition, Rb polarization increases with the increase of pump beam power for the same ellipticity.

Key words: ellipticity; Rb polarization; NMRG; pump beam

收稿日期:2018-04-10; 修订日期:2018-05-20

基金项目:国家自然科学基金(61671458)

作者简介:王明才(1992-),男,硕士生,主要从事激光与光电子技术方面的研究。Email:mcwang5@163.com

导师简介:汪之国(1982-),男,讲师,博士,主要从事激光与光电子技术方面的研究。Email:maxborn@163.com

0 引言

核磁共振陀螺基于量子技术的前沿进展,利用核磁共振频率测量角速度,具有精度高、体积小、功耗低、对加速度不敏感等优势,成为陀螺技术的研究热点之一。美国 Northrop Grumman 公司于 2013 年公布的陀螺测试数据为^[1-4]:零偏稳定性 0.02 (°)/h,角随机游走 0.001(°)/h^{1/2},体积 10 cm³;国内北京自动化控制设备研究所在 2016 年实现的原理样机^[5],其零偏稳定性优于 1 (°)/h,角随机游走优于 0.02 (°)/h^{1/2},体积 50 cm³。

碱金属原子气室是核磁共振陀螺系统中的一个核心部件^[6],核磁共振陀螺研究中一个关键的过程就是通过光泵浦使碱金属原子极化。一个充有碱金属 ⁸⁷Rb 的气室,沿其 z 轴方向施加恒磁场 B₀,铷原子吸收泵浦光光子角动量后沿 z 轴方向分裂,稳态时,原子数在塞曼子能级上产生非均匀分布,这就是极化^[7]。极化在宏观上表现为沿 z 轴方向的磁化强度 M₀。光子携带的能量(hν)应与原子基态和激发态的能量差相等,对于 ⁸⁷Rb 的 D₁ 线跃迁,要求泵浦光频率大概是 377 THz (对应波长是 794.38 nm 左右)。因为 σ⁻光子(右旋圆偏振光)、σ⁺光子(左旋圆偏振光)与 π 光子(线偏振光)沿着运动方向分别有 -1ħ、+1ħ 与 0 角动量^[8],根据量子选择定则,通常使用(左旋或右旋)圆偏振光泵浦铷原子使其发生 D₁ 线跃迁。在实验研究中,圆偏振光是通过将线偏振光入射到四分之一波片上获得的,实际上得到的不是理想的圆偏振光,而是有一定椭圆度的椭圆偏振光。椭圆偏振光会影响铷原子的极化率,进而影响核磁共振陀螺的信号强度和信噪比等重要参数。因此,研究泵浦光椭圆度对铷原子极化率的影响,是一项当务之急的工作,对提高核磁共振陀螺的性能具有重要意义。文中利用琼斯矩阵分析了泵浦光的椭圆度,基于 Bloch 方程建立了铷原子极化率随泵浦光椭圆度变化的数值仿真模型,并且通过实验验证了仿真结果。

1 理论分析

1.1 理论模型

给铷原子气室沿 z 轴方向施加恒磁场 B₀ 的同

时,沿 x 轴方向施加驱动磁场 B_x=2B₁(cosω_at)。设磁化强度表示为 [M_x(t), M_y(t), M_z(t)^T],将坐标系以与驱动磁场相同角频率 ω_a 绕 z 轴旋转,得到旋转坐标系下的磁化强度为 [M_{x'}(t), M_{y'}(t), M_z(t)^T],则:

$$\begin{cases} M_x(t) = M_{x'}(t)\cos(\omega_a t) + M_{y'}(t)\sin(\omega_a t) \\ M_y(t) = M_{x'}(t)\sin(\omega_a t) + M_{y'}(t)\cos(\omega_a t) \end{cases} \quad (1)$$

旋转坐标系下磁化强度的 Bloch 方程为^[9]:

$$\begin{cases} \frac{dM_{x'}(t)}{dt} = \Delta\omega M_{y'}(t) - \frac{M_{x'}(t)}{T_2} \\ \frac{dM_{y'}(t)}{dt} = -\Delta\omega M_{x'}(t) - \frac{M_{y'}(t)}{T_2} + \gamma B_1 M_z(t) \\ \frac{dM_z(t)}{dt} = -\gamma B_1 M_{y'}(t) + \frac{M_0 - M_z(t)}{T_1} \end{cases} \quad (2)$$

式中:Δω=γB₀-ω_a,γ 为 ⁸⁷Rb 的旋磁比;T₂ 为横向弛豫时间;T₁ 为纵向弛豫时间。当系统达到稳态时:

$$\frac{dM_{x'}(t)}{dt} = \frac{dM_{y'}(t)}{dt} = \frac{dM_z(t)}{dt} = 0 \quad (3)$$

联立公式(1)~(3),解得:

$$\begin{cases} M_{x'} = M_0 \frac{\gamma B_1 T_2^2 \Delta\omega}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \\ M_{y'} = M_0 \frac{\gamma B_1 T_2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \\ M_z = M_0 \frac{1 + (T_2 \Delta\omega)^2}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \end{cases} \quad (4)$$

将公式(4)中第一个等式与第二个等式两边分别作比,容易得到旋转坐标系下的横向磁矩分量 M_{x'}(t) 与 M_{y'}(t) 的比值正比于 T₂:

$$\frac{M_{x'}(t)}{M_{y'}(t)} = T_2 \Delta\omega \quad (5)$$

以公式(5)中 Δω 为横坐标, M_{x'}(t)/M_{y'}(t) 为纵坐标画曲线,曲线的拟合斜率就是横向弛豫时间 T₂。上面求横向弛豫时间的方法就是比值拟合法^[10]。将公式(4)中第二个等式两边都除以 T₂,又因为 Δω 是极小量,(T₂Δω)² << 1 且 (γB₁)² T₁T₂ << 1,因此:

$$\frac{M_{y'}}{T_2} = M_0 \frac{\gamma B_1}{1 + (T_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \approx (\gamma B_1) M_0 \quad (6)$$

式中:γ 和 B₁ 是常量。又因为 M₀ 是铷原子极化在宏观上表现,因此:

$$\frac{M_{y'}}{T_2} \approx (\gamma B_1) M_0 \propto P_{Rb} \quad (7)$$

1.2 数值仿真

泵浦激光器产生的激光经过起偏器后成为线偏振光,假设它在直角坐标系下的表达式为^[11]:

$$E_1 = \begin{bmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{bmatrix} \quad (8)$$

式中: α 为线偏振光的偏振面和直角坐标系 x 轴的夹角。

如图 1 所示,将这束线偏振光透射过四分之一

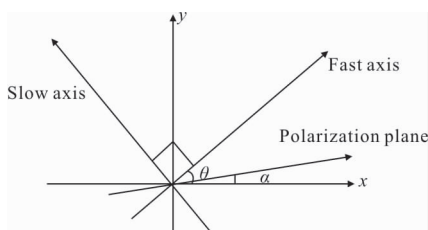


图 1 线偏振光入射角

Fig.1 Incident angle of linearly polarized light

波片,将出射光的振幅沿直角坐标系坐标轴分解:

$$E_2 = J_{QWP} \begin{bmatrix} \cos\alpha \\ \sin\alpha \end{bmatrix} \quad (9)$$

式中: J_{QWP} 为四分之一波片的琼斯矩阵,则

$$J_{QWP} = \begin{bmatrix} \cos^2\theta + e^{i\delta} \sin^2\theta & (1-e^{i\delta})\sin\theta\cos\theta \\ (1-e^{-i\delta})\sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta + e^{i\delta} \cos^2\theta \end{bmatrix} \quad (10)$$

式中: θ 为四分之一波片的快轴与直角坐标系 x 轴的夹角,不妨设 $\theta = \pi/4$; δ 为四分之一波片的快轴和慢轴的相位差,理想情况下, $\delta = \pi/2$ 。将 θ 和 δ 的值代入公式(10),再将计算结果代入公式(9),计算得:

$$E_2 = \begin{bmatrix} \frac{1}{2}(\cos\alpha + \sin\alpha) + \frac{1}{2}(\cos\alpha - \sin\alpha)i \\ \frac{1}{2}(\cos\alpha + \sin\alpha) + \frac{1}{2}(\sin\alpha - \cos\alpha)i \end{bmatrix} \quad (11)$$

如果光矢量表示为 $E = \begin{bmatrix} a+bi \\ c+di \end{bmatrix}$, 其中 a, b, c, d

是实数。那么偏振光的椭圆率 χ 可表示为:

$$\sin(2\chi) = \frac{2(ad-bc)}{a^2 + b^2 + c^2 + d^2} \quad (12)$$

椭圆度 ε 与椭圆率的关系为:

$$\varepsilon = |\tan\chi| \quad (13)$$

将公式(11)中的系数代入公式(12)和公式(13),算得:

$$\varepsilon = \left| \tan \frac{\arcsin(\sin^2\alpha - \cos^2\alpha)}{2} \right| \quad (14)$$

根据高等光学理论,椭圆偏振光可以基于圆偏振基矢分解为左旋圆偏振光和右旋圆偏振光^[12]。直角坐标系下光的表达式可以通过公式(15)转变为圆偏振基矢下的表达式:

$$\begin{bmatrix} E_L \\ E_R \end{bmatrix} = F \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (15)$$

式中: F 为转变矩阵, $F = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{bmatrix}$ 。将公式(11)代

入公式(15)的右边,得到椭圆偏振光在圆偏振基矢下的表达式:

$$E_{op} = \begin{bmatrix} E_{opL} \\ E_{opR} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \sin\alpha - i\cos\alpha \\ \cos\alpha - i\sin\alpha \end{bmatrix} \quad (16)$$

因此,将椭圆偏振的泵浦光分解成左旋圆偏振光和右旋圆偏振光后,这两个分量的功率占总功率的比例为:

$$\eta_{opL} = \frac{|E_{opL}|^2}{|E_{opL}|^2 + |E_{opR}|^2} = \sin^2\alpha$$

$$\eta_{opR} = \frac{|E_{opR}|^2}{|E_{opL}|^2 + |E_{opR}|^2} = \cos^2\alpha \quad (17)$$

由于左旋圆偏振光与右旋圆偏振光分别泵浦铷原子所产生的极化磁场方向相反,因此椭圆偏振光泵浦铷原子产生的极化率等于其左旋圆偏振光分量与右旋圆偏振光分量分别产生的极化率之和与之对应的功率比相乘后的差值:

$$P_{Rb} = |\eta_{opL} \cdot P_{opL} - \eta_{opR} \cdot P_{opR}| \quad (18)$$

式中: P_{opL} 与 P_{opR} 分别是椭圆偏振光的左旋圆偏振光分量与右旋圆偏振光分量分别产生的极化率。

通过在一定的范围内连续地改变线偏振光的入射角 α ,得到椭圆度 ε 和对应的铷原子极化率 P_{Rb} 的值,将泵浦光功率为 20 mW 时对应的最大极化率归一化后,得出图 2 所示曲线。

由图 2 可知,泵浦光椭圆度从零开始增大,铷原子极化率快速增大;但是当椭圆度继续增大时,铷原子极化率增速变慢,并且逐渐呈现饱和的趋势。同时可以得知,在所仿真的范围内,泵浦光功率越大,铷原子极化率越高,这是因为泵浦光功率越大,单位时

间内的光子数越多,光子通量越大,最终导致极化率的增大。椭圆度在同一个范围内变化时,泵浦光功率越大,极化率变化范围更大,因此泵浦光功率较高时,椭圆度的变化对极化率的影响更明显。

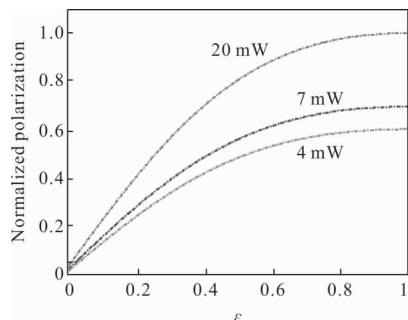


图 2 铷原子极化率随泵浦光椭圆度变化的数值仿真
Fig.2 Numerical simulation of the Rb polarization as a function of the pump beam ellipticity

2 实验系统及测量结果

2.1 实验系统

实验装置如图 3 所示,核心部件是直径为 2 cm 的球形 Pyrex 玻璃气室,气室内充的碱金属原子为

^{87}Rb 原子,同时充入 300 Torr (1 Torr=1.333 22×10² Pa)的缓冲气体(氮气)。气室被放在小型加热炉内加热,温度稳定控制在 90±0.5 °C。 x 轴方向和 z 轴方向的磁场由亥姆霍兹线圈产生, z 轴方向的恒定磁场 B_0 由恒流电路驱动, x 轴方向的驱动磁场 $B_x=2B_1\cos(\omega_d t)$ 由信号发生器产生后经线圈驱动电路驱动。线圈及气室都放在由五层坡莫合金制成的磁屏蔽罩内,以减小外界磁场对实验的影响。泵浦光和探测光的工作频率为 ^{87}Rb 原子 D_1 线跃迁共振频率。泵浦光沿 z 轴方向先经过起偏器与四分之一波片后成为有一定椭圆度的椭圆偏振光^[13],再利用两个透镜将它扩束准直后,经磁屏蔽罩上预留的小孔照射气室使铷原子沿轴极化。探测光经起偏器后成为较理想的线偏振光,同样利用两个透镜将它扩束准直后,经磁屏蔽罩上预留的小孔穿过气室后从另一端小孔出射,然后用偏振分光棱镜与平衡探测器对信号进行检测。信号经过锁相放大器解调后,利用 NI 公司的数据采集卡采集到计算机内进行处理,获得与铷原子极化率 P_{Rb} 相关的数据。

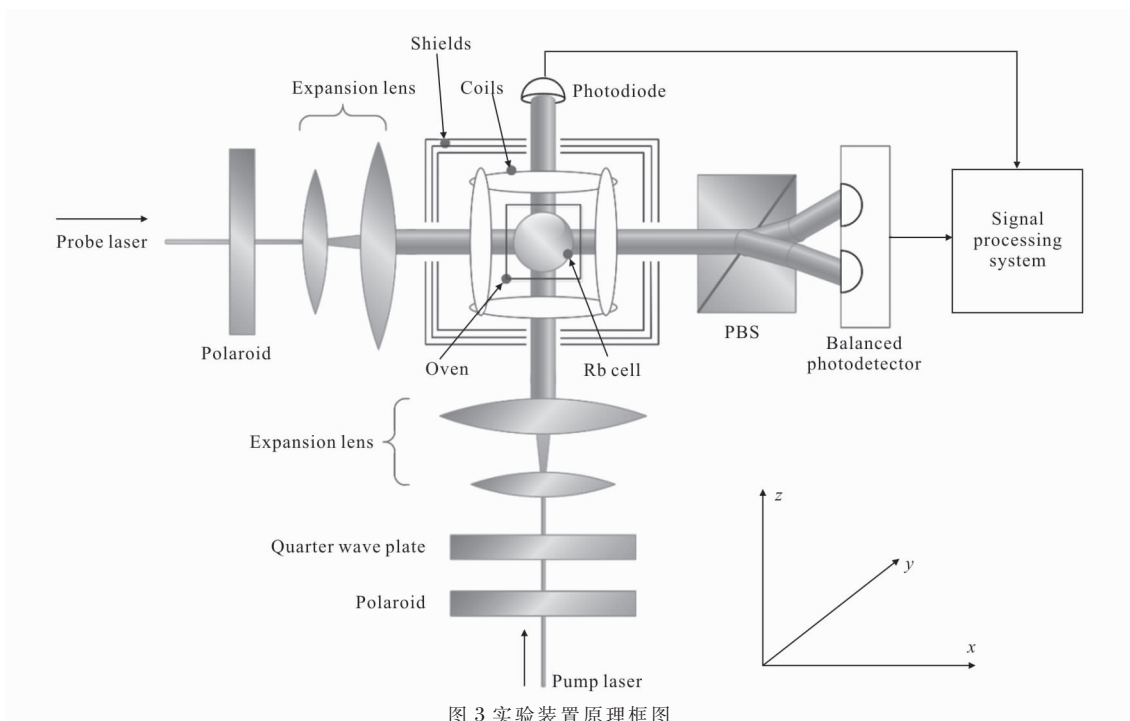


图 3 实验装置原理框图
Fig.3 Schematic diagram of the experimental setup

2.2 实验结果

首先加热气室,将气室温度稳定控制在 90°C。调节优化光路,选择的泵浦光功率为 7 mW,探测光

功率为 0.3 mW,两者都是在扩束准直后测得的。用扫频法测得的实验条件下 ^{87}Rb 的共振频率 $\omega_0=\gamma B_0\approx 2\pi\times 75\text{ kHz}$,设置信号发生器输出同步扫频信

号的扫描频率范围为 50~100 kHz,即驱动磁场频率 ω_a 将是 50~100 kHz 内的一系列值,设置扫描时间为 1 s,通道 1 幅度为 500 mVpp,输入到线圈驱动电路驱动 x 轴方向的驱动磁场;通道 2 幅度为 5 Vpp,输入到锁相放大器的参考端。将平衡探测器检测到的信号 $M_x(t)$ 用锁相放大器解调后,即可得到 $M_x(t)$ 、 $M_y(t)$,最后利用计算机上的 Labview 数据采集程序记录实验数据。每次测量之前,泵浦光经过起偏器与四分之一波片后,再经过一个检偏器,通过旋转四分之一波片改变入射角 α 来改变泵浦光的椭圆度,确定一个入射角 α 后,将检偏器旋转一周,用光功率计测得一个功率最小值 I_{\min} 和一个功率最大值 I_{\max} ,则椭圆度为:

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{I_{\min}}{I_{\max}}} \quad (19)$$

得到椭圆度后,卸掉检偏器,正式测量记录 $M_x(t)$ 、 $M_y(t)$,拟合计算得到正比于铷原子极化率 P_{Rb} 的量 $(\gamma B_1)M_0 P_{Rb}$ 。继续旋转四分之一波片改变偏振光主轴方向与四分之一波片快轴的夹角 α ,重复以上步骤,记录得到铷原子极化率相关量与泵浦光椭圆度的关系,增大泵浦光功率至 20 mW,得到铷原子极化率相关量与泵浦光椭圆度的关系,按照极化率最大值归一化后如图 4 所示。

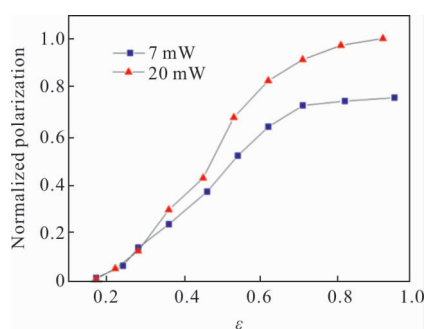


图 4 铷原子极化率相关量与泵浦光椭圆度的关系曲线

Fig.4 Correlated quantities of Rb polarization as a function of the ellipticity of pump beam

根据图 4 的测量结果可知,当泵浦光椭圆度从接近零开始增大时,铷原子极化率快速增大;但是当椭圆度继续增大时,铷原子极化率增速变慢,然后逐渐饱和。从图 4 还可以看出,同一椭圆度下,泵浦光的功率越大,铷原子极化率越大。以上实验结果与数值仿真结果基本吻合。值得注意的是,通过对比图 2 和图 4,发现在椭圆度较小($\varepsilon < 0.3$)时,实验结果与仿

真结果不匹配,这是因为实验上测量椭圆度带来的误差所造成的。

3 结 论

基于琼斯矩阵和圆偏振光分解,推导了泵浦光经过四分之一波片后的表达式,并由此得出泵浦光照射铷原子气室前的椭圆度;基于核磁共振相关原理建立了数值仿真模型计算了铷原子极化率,通过改变椭圆度研究了不同的椭圆度下铷原子极化率的变化规律。实验上,采用比值拟合法对不同椭圆度下的铷原子极化率进行了测试,得到了泵浦光椭圆度与铷原子极化率的关系曲线,验证了仿真结果。理论和实验结果表明,泵浦光椭圆度越大,铷原子极化率越大,随着椭圆度的进一步增大,铷原子极化率的增速变缓,最终趋于饱和。另外,在同一个椭圆度下,铷原子的极化率随着泵浦光的功率增大而增大。文中对提高核磁共振陀螺系统中铷原子的极化率以及进一步提高核磁共振陀螺的性能有重要的参考价值。

参考文献:

- [1] Meyer D, Larsen M. Nuclear magnetic resonance gyro for inertial navigation [J]. *Gyroscopy and Navigation*, 2014, 5 (2): 75-82.
- [2] Shkel A M. Precision navigation and timing enabled by microtechnology: Are we there yet [J]. *Micro -and Nanotechnology Sensors, System, and Applications*, 2010, 8031(2): 5-9.
- [3] Shkel A M. The chip-scale combinatorial atomic navigator [J]. *Gps World*, 2013, 24(8): 8-10.
- [4] Larsen M, Bulatowicz M. Nuclear magnetic resonance gyroscope: For DARPA's micro-technology for positioning, navigation and timing program [C]//International Symposium on Inertial Sensors and Systems. IEEE, 2012: 1-5.
- [5] Wan Shuangai, Sun Xiaoguang, Zheng Xin, et al. Development prospect of magnetic resonance gyroscope [J]. *Navigation and Timing*, 2017, 4(1): 7-13. (in Chinese)
- [6] Yi Xin, Wang Zhiguo, Xia Tao, et al. Research on temperature field in the vapor cell of nuclear magnetic resonance gyroscope [J]. *Chinese Optics*, 2016, 9(6): 671-677. (in Chinese)
- [7] Happer W, Jau Y Y, Walker T. *Optically Pumped Atoms* [M]. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2010:

- 159–217.
- [8] Ding Zhichao, Li Yingying, Wang Zhiguo, et al. Research on rubidium atomic magnetometer based on Faraday rotation detection [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42 (4): 0408003. (in Chinese)
- [9] Eklund E J. Microgyroscope based on spin-polarized nuclei [D]. Irvine: University of California, 2008.
- [10] Terao A, Ban K, Ichihara S, et al. Highly responsive ac scalar atomic magnetometer with long relaxation time [J]. *Physical Review A*, 2013, 88(6): 063413.
- [11] Tan Qiao, Xu Qifeng, Xie Nan. New method for retardance measurement of a quarter-wave plate[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2016, 45(7): 0717002. (in Chinese)
- [12] Brooker G. Modern Classical Optics [M]. New York: Qxford University, 2003.
- [13] Plumb R C. Analysis of elliptically polarized light [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1960, 50 (9): 892–894.