

## 探测光频率对核磁共振陀螺内嵌磁力仪影响研究

李佳佳<sup>1</sup>, 陈畅<sup>1</sup>, 江奇渊<sup>1\*</sup>, 汪之国<sup>1,2\*\*</sup>, 罗晖<sup>1</sup><sup>1</sup>国防科技大学前沿交叉学科学院, 湖南 长沙 410073;<sup>2</sup>国防科技大学量子信息交叉中心, 湖南 长沙 410073

**摘要** 核磁共振陀螺中内嵌磁力仪性能的优化对提高陀螺的灵敏度具有重要意义,其中探测光频率的选取十分重要。为了研究探测光频率对内嵌磁力仪的影响,建立了探测光频率与磁力仪信号关系的理论模型,得到了探测光频率对磁力仪信号影响的优化策略。仿真分析和实验结果表明,在合适的气室温度(120 °C)条件下选择约-17 GHz 的探测光 D1 线频率失谐量,可使信号强度相对于极小值优化约三个量级。通过引入超精细结构修正,解释了实验 D1 线正负频响应不对称以及中心频率附近局部极值的现象,证明了理论模型的可靠性。研究结果为探测光最优频率的选取提供了指导。

**关键词** 量子光学;核磁共振陀螺;内嵌磁力仪;法拉第磁致旋光效应;探测光频率

中图分类号 TN247

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL202249.2112001

## 1 引言

随着微加工技术和激光技术的发展,基于量子效应的核磁共振陀螺因其高精度、小体积、低功耗等优势而受到了人们的广泛关注,国内外均开展了大量的研究<sup>[1-3]</sup>。核磁共振陀螺通常以碱金属原子作为媒介,通过自旋交换光泵浦作用将稀有气体原子极化,进而通过探测稀有气体原子核自旋进动频率的变化来实现转动信号的测量<sup>[4-6]</sup>。碱金属原子不仅起到极化稀有气体原子的作用,同时还作为内嵌磁力仪的核心介质,对稀有气体原子核磁矩产生的磁场较敏感<sup>[7-9]</sup>。内嵌磁力仪的性能参数直接决定着核磁共振陀螺的测量精度,因此,内嵌磁力仪的参数优化与选择就显得十分重要,是近年来的研究热点之一<sup>[10-11]</sup>。目前已报道的研究多是关于泵浦光的频率<sup>[12]</sup>和功率<sup>[13]</sup>等对核磁共振陀螺零偏稳定性的影响。北京航天控制仪器研究所研究了泵浦光功率对核磁共振陀螺仪零位的影响,阐明了不同谱线加宽条件下泵浦光功率稳定性与核磁共振陀螺仪零偏稳定性的关系,指出增大缓冲气体的压强可以减小泵浦光功率对零位的影响<sup>[14]</sup>。北京航空航天大学研究了泵浦光光束对核磁共振陀螺中电子和核自旋极化均匀性的影响,结果表明,核自旋极化均匀性对泵浦光光束直径比对泵浦光功率更敏感,电子自旋极化均匀性则相反<sup>[15]</sup>。王明才等<sup>[15]</sup>通过数值仿真模型和实验,研究了泵浦光椭圆度对铷原子极化率的影

响,结果表明,泵浦光椭圆度越大,铷原子极化率越大,随着椭圆度的增大,铷原子极化率的增速变缓,最终趋于饱和。目前关于探测光的研究主要集中在频率稳定性方面<sup>[16-17]</sup>,但关于探测光频率对核磁共振陀螺中内嵌磁力仪性能的影响研究则鲜有报道。

探测光频率作为一个重要的参量,对内嵌磁力仪性能的提升具有重要作用。本文建立了探测光频率对核磁共振陀螺中内嵌磁力仪信号影响的仿真优化模型,并搭建了相应的实验系统,通过实验验证了该仿真模型的可行性。研究结果为磁力仪性能的提升提供了指导,同时有望进一步促进核磁共振陀螺精度的提升。

## 2 基本原理

## 2.1 法拉第旋转角和探测光频率关系的理论模型

本文描述的磁力仪技术是基于法拉第旋光效应实现的,通过测量磁场变化引起的法拉第旋转角(下文简称旋转角)的变化量,可得到待测核自旋磁化矢量对应的磁场变化量,所涉及的磁力仪原理可参考文献[1]。设核磁共振陀螺内嵌磁力仪系统的探测光频率为 $\nu$ ,该探测光通常是略微偏离共振的线偏振光,沿 $x$ 轴方向传播,与泵浦光传播方向正交。探测光偏振面的旋转角即法拉第旋转角 $\theta$ 正比于碱金属原子的电子自旋沿 $x$ 轴方向的投影 $\langle S_x \rangle$ , $\langle S_x \rangle$ 含有所需探测横向磁场的信息。因此,通过测量探测光穿过气室后偏振方向

收稿日期:2022-01-25;修回日期:2022-02-21;录用日期:2022-03-08

基金项目:国家自然科学基金(61671458,61701515)、湖南省自然科学基金(2018JJ3608,2021JJ40700)、国防科技大学科研计划(zk17-02-04)、2018年湖南省研究生科研创新项目(CX2018B009)

通信作者:\*745266586@qq.com;\*\*maxborn@163.com

的变化,可实现内嵌磁力仪探测横向磁场的功能。下面以<sup>87</sup>Rb为例进行分析说明,其简化的原子能级结构示意图如图 1 所示<sup>[8]</sup>,其中  $E$  为能量,  $h$  为普朗克常量,  $F$  为超精细分裂下的总角动量大小。由基态精细能级向第一激发态精细能级的跃迁  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$  和  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$  分别称为<sup>87</sup>Rb 原子的 D1 线跃迁和 D2 线跃迁,对应的跃迁频率分别为 377 THz 和 384 THz。

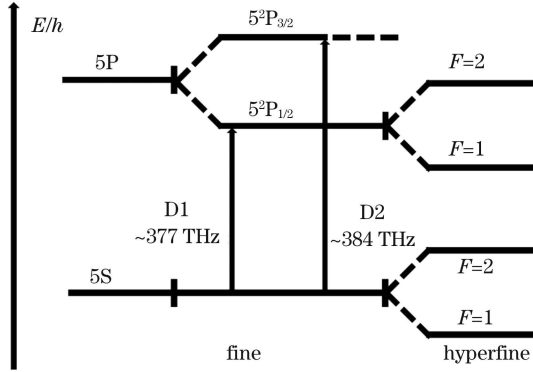


图 1 <sup>87</sup>Rb 简化原子能级结构示意图

Fig. 1 Simplified energy level structure diagram of <sup>87</sup>Rb

为了简化分析,通常在核磁共振陀螺内嵌磁力仪建模时未考虑超精细能级的影响,以下为具体分析过程。

探测光穿过原子气室后的光强  $I(l)$  的表达式<sup>[18]</sup>为

$$I(l) = I(0)\exp[-N\sigma(\nu)l], \quad (1)$$

式中:  $N$  是 Rb 原子的粒子数密度;  $l$  是气室长度;  $I(0)$  是进入气室前的光强;  $\sigma(\nu)$  是 Rb 原子的光子吸收截面<sup>[1]</sup>:

$$\sigma(\nu) = \pi r_e c A_{\text{res}} \text{Re}[V(\nu - \nu_0)], \quad (2)$$

式中:  $r_e$  为经典电子半径;  $c$  为光速;  $A_{\text{res}}$  为原子 D1 线或 D2 线的跃迁强度,对于碱金属原子,  $A_{\text{D1}} \approx \frac{1}{3}$ ,  $A_{\text{D2}} \approx \frac{2}{3}$ ;  $V(\nu - \nu_0)$  为 Rb 原子的 Voigt 线型函数;  $\text{Re}(\cdot)$  表示取实部;  $\nu_0$  为原子跃迁中心频率。

这里定义色散截面  $\rho(\nu)$  为

$$\rho(\nu) = \pi r_e c A_{\text{res}} \text{Im}[V(\nu - \nu_0)]. \quad (3)$$

Voigt 线型函数虚部  $\text{Im}[V(\nu - \nu_0)]$  和实部  $\text{Re}[V(\nu - \nu_0)]$  满足 Hilbert 变换关系<sup>[19]</sup>:

$$\text{Re}[V(\nu - \nu_0)] = \frac{1}{\pi} \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \left\{ \int_{-\infty}^{\nu-\epsilon} \frac{\text{Im}[V(\nu' - \nu_0)]}{\nu - \nu'} d\nu' + \int_{\nu+\epsilon}^{\infty} \frac{\text{Im}[V(\nu' - \nu_0)]}{\nu - \nu'} d\nu' \right\}, \quad (4)$$

$$\text{Im}[V(\nu - \nu_0)] = -\frac{1}{\pi} \lim_{\epsilon \rightarrow 0^+} \left\{ \int_{-\infty}^{\nu-\epsilon} \frac{\text{Re}[V(\nu' - \nu_0)]}{\nu - \nu'} d\nu' + \int_{\nu+\epsilon}^{\infty} \frac{\text{Re}[V(\nu' - \nu_0)]}{\nu - \nu'} d\nu' \right\}, \quad (5)$$

式中:  $\nu'$  为频率微元;  $\epsilon$  为积分中的微扰量。

设原子气室对左旋圆偏振光  $\sigma^+$ 、右旋圆偏振光  $\sigma^-$  的折射率分别为  $n_+(\nu)$  和  $n_-(\nu)$ , 线偏振光穿过双折射介质 [ $n_+(\nu) \neq n_-(\nu)$ ] 传播距离  $l$  后, 偏振面转动角  $\theta = \frac{\omega l}{c} \frac{[n_+(\nu) - n_-(\nu)]}{2}$ , 其中  $\omega$  为探测光的角频率, 左、右旋圆偏振光的相位差为  $\omega[n_+(\nu) - n_-(\nu)] \times l/c = 2\theta$ 。

为了便于分析, 仅考虑原子精细结构, 不考虑超精细结构。用  $\rho(-1/2)$  和  $\rho(+1/2)$  分别表示基态  $m_j = -1/2$  和  $m_j = +1/2$  子能级的原子分布几率, 有  $\rho(-1/2) + \rho(+1/2) = 1$ , 沿探测光方向的极化率  $P_x = \rho(+1/2) - \rho(-1/2)$ 。

对于 D1 线, 设  $\nu_{\text{D1}}$  为 D1 线的共振频率<sup>[20]</sup>, 对于左旋圆偏振光  $\sigma^+$ , 折射率为

$$n_{\text{D1}+}(\nu) = 1 + \left[ 2\rho(-1/2) \left( \frac{\pi r_e c^2 N A_{\text{D1}}}{2\omega} \right) \right] \times \text{Im}[V(\nu - \nu_{\text{D1}})]. \quad (6)$$

对于右旋圆偏振光  $\sigma^-$ , 折射率为

$$n_{\text{D1}-}(\nu) = 1 + \left[ 2\rho(+1/2) \left( \frac{\pi r_e c^2 N A_{\text{D1}}}{2\omega} \right) \right] \times \text{Im}[V(\nu - \nu_{\text{D1}})]. \quad (7)$$

当  $\rho(+1/2) \neq \rho(-1/2)$ , 即原子系综表现极化时,  $n_{\text{D1}+}(\nu) \neq n_{\text{D1}-}(\nu)$ , 此时碱金属蒸气表现出圆双折

射效应。

由式(6)、(7)可以得到 D1 线对应的旋转角为

$$\theta_1 = -P_x \frac{lN}{2} \rho_1(\nu), \quad (8)$$

式中: D1 线对应的色散截面为  $\rho_1(\nu) = \pi r_e c A_{\text{D1}} \times \text{Im}[V(\nu - \nu_{\text{D1}})]$ 。

对于 D2 线, 设  $\nu_{\text{D2}}$  为 D2 线的共振频率<sup>[18]</sup>, 对于左旋圆偏振光  $\sigma^+$ , 折射率为

$$n_{\text{D2}+}(\nu) = 1 + \left[ \frac{1}{2}\rho(-1/2) + \frac{3}{2}\rho(+1/2) \right] \times \left( \frac{\pi r_e c^2 N A_{\text{D2}}}{2\omega} \right) \text{Im}[V(\nu - \nu_{\text{D2}})]. \quad (9)$$

对于右旋圆偏振光  $\sigma^-$ , 折射率为

$$n_{\text{D2}-}(\nu) = 1 + \left[ \frac{1}{2}\rho(-1/2) + \frac{3}{2}\rho(+1/2) \right] \times \left( \frac{\pi r_e c^2 N A_{\text{D2}}}{2\omega} \right) \text{Im}[V(\nu - \nu_{\text{D2}})]. \quad (10)$$

当  $\rho(+1/2) \neq \rho(-1/2)$ , 即原子系综表现极化时,  $n_{\text{D2}+}(\nu) \neq n_{\text{D2}-}(\nu)$ , 此时碱金属蒸气表现出双折射效应。

由式(9)、(10)可以得到 D2 线对应的旋转角为

$$\theta_2 = P_x \frac{lN}{4} \rho_2(\nu), \quad (11)$$

式中: D2 线对应的色散截面为  $\rho_2(\nu) = \pi r_e c A_{\text{D2}} \times \text{Im}[V(\nu - \nu_{\text{D2}})]$ 。

因此,总的光偏振旋转角为

$$\theta = \theta_1 + \theta_2. \quad (12)$$

偏振旋转角的光谱线型为色散线型,且偏振旋转角是原子气室前后光强的函数。对于 Rb 和 Cs 原子,其 D1 线和 D2 线分隔较远,因此只要考虑探测所选择的共振线;然而对于 K 原子,D1 和 D2 线只相距 3.4 nm,共振线型会有交叠,因此要考虑两个共振线的总和。

当线宽展宽主要是压强展宽时,可以用洛伦兹线型  $\text{Re}[L(\nu - \nu_0)]$  近似替代 Voigt 线型函数  $\text{Re}[V(\nu - \nu_0)]$ :

$$\text{Re}[L(\nu - \nu_0)] = \frac{\Gamma_L / (2\pi)}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma_L / 2)^2}, \quad (13)$$

式中: $\Gamma_L$  为压致展宽。根据 Hilbert 变换关系,可以推导得到

$$\text{Im}[L(\nu - \nu_0)] = \frac{(\nu - \nu_0) / \pi}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Gamma_L / 2)^2}. \quad (14)$$

基于一次谐波调制解调的磁力仪电子顺磁共振 (Electron Paramagnetic Resonance, EPR) 信号强度

$S^{[9]}$  为

$$S = \frac{\gamma I(l)\theta T_2 M_z B_1 J_{-1}(C)}{2\sqrt{1+(\omega_1 T_2)^2}} [J_{-2}(C) - J_0(C)] \times \sin(\omega_1 + \beta_2) \sin \varphi, \quad (15)$$

式中: $T_2$  为碱金属原子的横向弛豫时间; $\gamma$  为碱金属原子的旋磁比; $M_z$  为总的磁化强度矢量在  $z$  轴上的投影分量; $B_1$  为所施加的横向待测交变场的磁场强度; $\omega_1$  为横向交变场的频率; $J_n(C)$  为  $n$  阶第一类 Bessel 函数, $n$  为整数; $C = \gamma B_c / \omega_c$ ,其中  $B_c$  为沿  $z$  轴传播的载波场的磁场强度, $\omega_c$  为载波场的频率,用于将信号调制到高频; $\varphi$  为解调余弦波与载波场之间的初始相位差; $\beta_2 = \text{arccot}(\omega_1 T_2)$ 。需要注意的是,当发生电子顺磁共振时,需近似满足  $\gamma B_0 + n\omega_c = 0$ ,其中  $B_0$  为  $z$  轴静磁场的磁场强度,且通常取  $n = -1$ <sup>[8]</sup>。

## 2.2 实验装置

整体的实验装置如图 2 所示。装置主要由四层磁屏蔽系统、三轴磁场线圈系统(自研)、泵浦光激光系统、探测光激光系统、无磁加热系统及控制电路等组成。

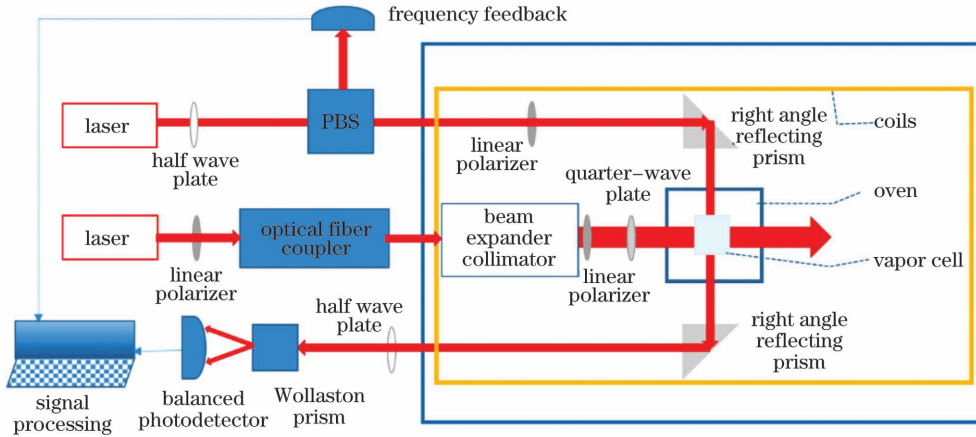


图 2 实验装置图

Fig. 2 Schematic of experimental setup

泵浦光激光系统由半导体激光器、线偏振片、光纤耦合器、光纤扩束准直器、线偏振片和四分之一波片组成。泵浦光激光器的工作频率为 Rb 原子的 D1 线跃迁共振频率,该激光器自带稳功率模块和稳频率模块,经功率与频率控制后功率稳定性在 0.5% 以内,频率稳定性在 100 MHz 以内,其波动对本文实验结果的影响基本可以忽略。利用线偏振片、光纤耦合器及光纤扩束准直器,可实现空间光到光纤光再到空间光的转换,方便光路的传输和搭建。线偏振片和四分之一波片的组合实现了线偏振光到圆偏振光的转化,使得 Rb 原子能够被极化。在开展实际实验时,到达原子气室前的泵浦光功率保持不变,为 45 mW。

探测光激光系统则由激光器、直角反射棱镜组、二分之一波片、偏振分束立方体(PBS)、线偏振片、沃拉斯顿棱镜和平衡探测器组成。激光器输出光为线偏振光,二分之一波片和偏振立方体的组合一方面起到分光的作用,另一方面起到调节光功率的作用;

反射光被频率反馈单元接收,用于测量探测光的频率,同时,激光器自身的稳频模块及配套的测试系统同样可以标定探测光频率变化;线偏振片用于提高线偏振光的消光比;直角反射棱镜组用于调整光束传播方向;二分之一波片与沃拉斯顿棱镜组合使平衡探测器的两个探头所接收到的光功率尽可能相同,实现平衡探测。

实验使用边长为 8 mm 的立方体原子气室,气室内充有特定的<sup>87</sup>Rb 原子、惰性气体 Xe 及缓冲气体。

## 3 分析与讨论

### 3.1 仿真条件

仿真的具体参数如表 1 所示,其中 1 torr = 133.3223684 Pa,  $a_{\text{mg}}$  表示理想气体在标准条件下的分子数密度,  $1 \text{ amg} = 2.6867811 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$ 。Rb 原子在  $\text{N}_2$  气和 Xe 气中的压强展宽和频移系数可通过参考文献[18]获得。

表 1 仿真参数

Table 1 Simulation parameters

Parameter	Value
Cell length /mm	8
Xe pressure /torr	20
N <sub>2</sub> pressure /torr	300
Transition strength of Rb D1 line	0.332
Transition strength of Rb D2 line	0.668
Pressure broadening coefficient for Rb D1 line broadened by N <sub>2</sub> /(GHz/amg)	17.8
Pressure shift coefficient for Rb D1 line broadened by N <sub>2</sub> /(GHz/amg)	-8.25
Pressure broadening coefficient for Rb D1 line broadened by Xe/(GHz/amg)	15.9
Pressure shift coefficient for Rb D1 line broadened by Xe/(GHz/amg)	-5.76

还有部分仿真参数不是直接参量,需要通过计算公式计算得到。其中,Rb 的饱和蒸气压  $P_{Rb}$  的计算经验公式<sup>[8]</sup>为

$$\lg P_{Rb} = 15.88253 - \frac{4529.635}{T} + 0.00058663T - 2.99138 \lg T, \quad (16)$$

式中: $P_{Rb}$  的单位为 torr;温度  $T$  的单位为 K。

Rb 粒子数密度可以进一步通过  $N = P_{Rb}/(k_B T)$  计算得到,其中  $k_B$  为玻尔兹曼常数<sup>[8]</sup>。

根据以上理论关系式,就可以仿真计算得到原子气室中探测光的透过率、旋转角以及磁力仪信号强度随探测光频率  $\nu$  的变化曲线。

### 3.2 仿真与实验结果分析

由于篇幅有限,本文仅以<sup>87</sup>Rb 的 D1 线为例进行实验验证,其他碱金属原子的不同跃迁线的验证也可参照本实验进行。

实验测试时,以<sup>87</sup>Rb 的 D1 线中心频率 377.107 THz 为中心,左右调节探测光激光器的频率,考虑到探测光椭圆极化效应的极值频率向负频段的偏离现象<sup>[21]</sup>,调节范围设为 -26 GHz 至 19 GHz。在该范围内,为避免入射光功率变化对结果的影响,每次测试前均调节 PBS 前的半波片,保证原子气室入射光功率始终为 80  $\mu$ W,同时记录对应的经过原子气室后的探测光功率,即透射光功率。改变测试温度(选取 90,100,110,120,130  $^{\circ}$ C 5 个核磁共振陀螺常用工作温度作为测试点),对不同温度下碱金属原子磁力仪的信号强度、透射率及旋转角随频率失谐量的变化进行测试,其中透射率为透射光功率与入射光功率的比值,旋转角为磁力仪信号强度与透射率的比值。为了尽可能减小其他参量如温度变化引起的碱金属横向弛豫时间的变化以及极化率改变对实验结果的影响,实验过程中保持其他参数如泵浦光功率、频率等不变,以每个温度下同一频率失谐量对应的数据为参考点,对磁力仪信号强度进行归一化处理,得到图 3 所示的测试结果。

由图 3 可知,不同温度条件下仿真曲线及实验数据的极小值点均在一 4 GHz 左右,偏移量推测是由椭圆极化效应导致的<sup>[21]</sup>;在同一温度下,随着频率失谐量绝对值的逐渐减小,信号强度呈现先增大后减小的

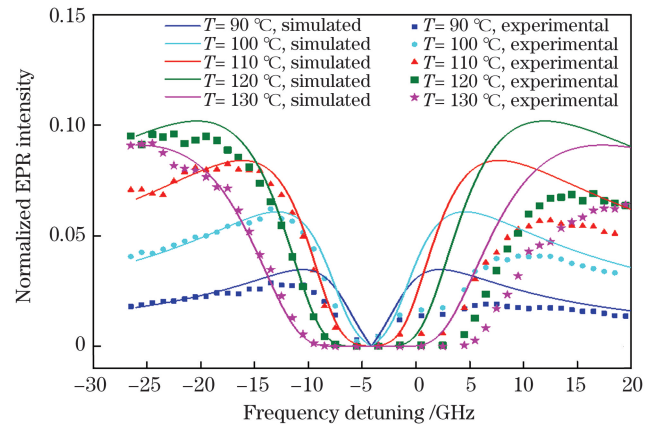


图 3 磁力仪电子顺磁共振信号强度随频率失谐量的变化

Fig. 3 Magnetometer EPR signal intensity versus frequency detuning

变化趋势;随着温度的升高,信号强度不断增大,当温度为 130  $^{\circ}$ C 时则开始减小,同时,不同温度条件下极大值对应的频率失谐量的绝对值逐渐增大。实验与仿真结果在相对极小值点偏移负频段的匹配较好,但在正频段,实验结果明显低于仿真结果,其原因可能是由于忽略了超精细结构。为了验证这个推测,在考虑超精细结构的情况下修正模型,则式(2)演变为

$$\sigma(\nu) = \pi r_e c A_{D1} \sum_{F \rightarrow F'} A_{F \rightarrow F'} \text{Re} [V(\nu - \nu_{F \rightarrow F'})], \quad (17)$$

式中: $A_{F \rightarrow F'}$  是对应超精细跃迁的相对强度; $\nu_{F \rightarrow F'}$  为超精细跃迁的跃迁频率。当探测光光强较弱且沿探测光传输方向的原子极化率较小时,可得  $A_{F \rightarrow F'}$  的近似值<sup>[22-23]</sup>,如表 2 所示。

表 2 超精细跃迁对应的相对强度近似值  
Table 2 Approximation of relative intensity corresponding to hyperfine transition

Hyperfine transition	$A_{F \rightarrow F'}$
$F = 1 \rightarrow F' = 1$	1/16
$F = 1 \rightarrow F' = 2$	5/16
$F = 2 \rightarrow F' = 1$	5/16
$F = 2 \rightarrow F' = 2$	5/16

相应的探测光偏振面转动角  $\theta$  的形式<sup>[22-24]</sup>演变为

$$\theta(\nu) = \frac{\pi r_e c A_{D1} L N_{Rb}}{4} P_x \sum_{F \rightarrow F'} \left\{ \frac{k}{2} \text{Im} [V(\nu - \nu_{1 \rightarrow 1})] - \frac{5k}{2} \text{Im} [V(\nu - \nu_{1 \rightarrow 2})] \right\} + \frac{\pi r_e c A_{D1} L N_{Rb}}{4} P_x \sum_{F \rightarrow F'} \left\{ -\frac{3(1-k)}{2} \text{Im} [V(\nu - \nu_{2 \rightarrow 1})] - \frac{(1-k)}{2} \text{Im} [V(\nu - \nu_{2 \rightarrow 2})] \right\}, \quad (18)$$

式中： $N_{Rb}$  为碱金属 Rb 的粒子数密度； $k = -[\rho_x(1,1) - \rho_x(1,-1)]/2P_x$  为系统参数值，取决于 Rb 原子在基态塞曼子能级上的分布，在陀螺工作条件下近似为一个常量， $0 \leq k \leq 1$ ，其中  $\rho_x(F, m_F)$  表示以  $x$  轴为量化轴时，Rb 原子处于塞曼子能级  $|F, m_F\rangle$  上的几率， $m_F$  为磁量子数。因此，光旋角近似正比于  $P_x$ 。

在考虑超精细结构的情况下，基于式(18)对磁力仪信号强度、透射率和旋转角等参量重新进行仿真计算，得到图 4~6 所示的测试结果。

图 4 给出了不同温度时超精细结构作用下磁力仪电子顺磁共振归一化信号强度随频率失谐量变化的仿真及实验结果。由图 4 可以看出，相对极小值点偏移正频段的仿真结果和实验结果都明显低于负频段，且仿真结果与实验结果均匹配较好。超精细结构对模型

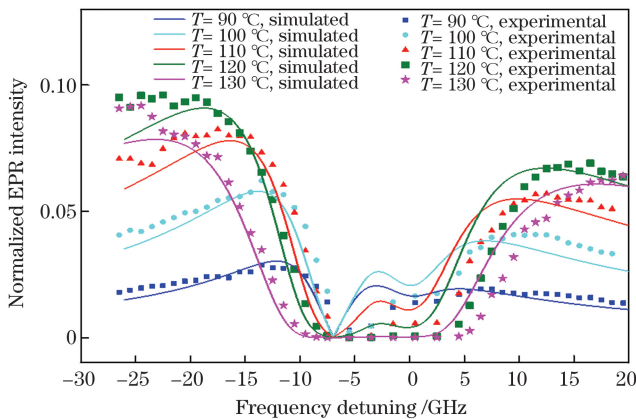


图 4 超精细结构作用下磁力仪电子顺磁共振信号强度随频率失谐量的变化

Fig. 4 Magnetometer EPR signal intensity versus frequency detuning under action of hyperfine structure

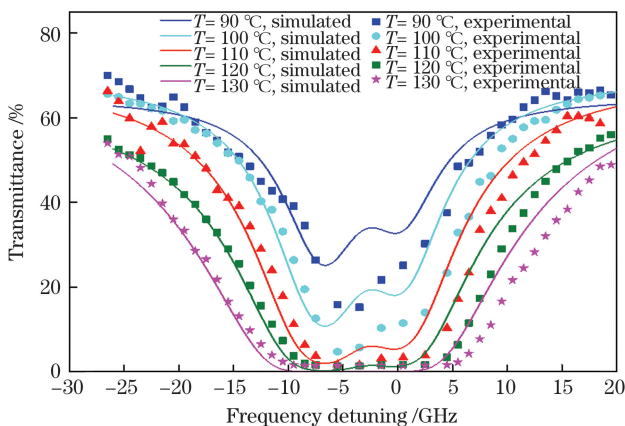


图 5 磁力仪透射率随频率失谐量的变化

Fig. 5 Magnetometer transmittance versus frequency detuning

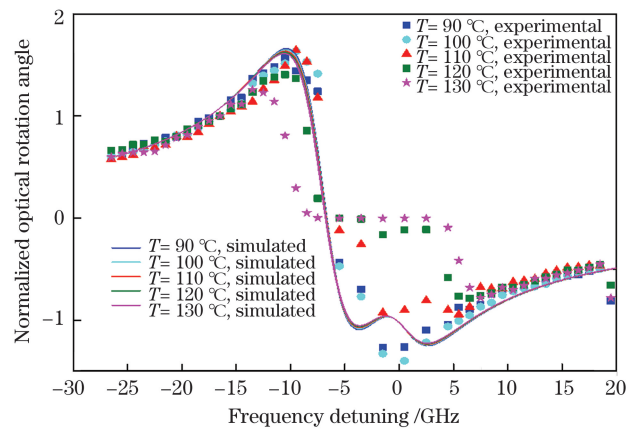


图 6 磁力仪旋转角随频率失谐量的变化

Fig. 6 Magnetometer rotation angle versus frequency detuning

的修正结果有效解释了正负频左右不对称现象，其正是由超精细结构的不对称导致的。对比图 3 可以看出，信号强度随着频率偏移量绝对值的增大，在整体范围内先增大后减小，在极小值点中心频率附近出现了凹谷的情况，这正是超精细结构所致，且在较低温度下凹谷更为显著。

图 5 给出了不同温度时超精细结构作用下磁力仪电子顺磁共振光透过率随频率失谐量变化的仿真及实验结果。由图 5 可以看出，仿真与实验结果匹配较好，各温度下的透过率分布基本与理论相符，呈 Voigt 线型分布，且随着温度的增高，透射率曲线逐渐降低；同时，在中心频率附近出现了与信号强度一致的凹谷现象，同样为超精细结构所致。

图 6 给出了不同温度时超精细结构作用下磁力仪归一化旋转角随频率失谐量变化的仿真及实验结果。由图 6 可以看出，仿真与实验结果部分匹配较好，且呈现色散曲线的形式，随着温度的升高，同一频率失谐量下的旋转角绝对值基本接近并逐渐减小，而极值点位置基本保持不变；在中心频率附近出现了小的极值点，也是超精细结构作用的结果。在中心频率附近，实验值与仿真值的差异较大，这是由于在中心频率附近测试时信号强度非常弱。中心频率附近信号强度非常弱可能是由探测光的退极化作用以及非理想  $^{87}\text{Rb}$  中混有的  $^{85}\text{Rb}$  同位素引入的实验误差造成的。

## 4 结 论

理论与实验研究了核磁共振陀螺探测光频率对内嵌磁力仪信号的影响，建立了探测光频率对核磁共振陀螺内嵌磁力仪信号影响的仿真模型。为了得到较高的内嵌磁力仪信号强度，在合适的气室温度条件下

(120 °C左右),选择对应的最优频率失谐量(87Rb的D1线的最优频率失谐量约为-17 GHz),信号强度相对于极小值优化了约三个量级;随着气室温度的升高,选择的最优频率失谐量向负频方向扩展;为了得到较大的旋转角,应选择约-10 GHz的频率失谐量。仿真与实验结果的良好匹配验证了理论模型的可靠性,尤其是超精细结构的修正结果解释了实验D1线正负频响应不对称以及中心频率附近局部极值的现象,为最优探测光频率的选择提供了指导。所建立的探测光频率影响内嵌磁力仪信号的仿真模型可以进一步促进核磁共振陀螺等基于原子磁力仪的量子器件性能的提升。

后续研究将通过引入碱金属与稀有气体原子的自旋耦合模型,进一步分析内嵌磁力仪信号对核磁共振陀螺信号的影响。

### 参 考 文 献

- [1] Seltzer S J. Developments in alkali-metal atomic magnetometry [D]. New Jersey: Princeton University, 2008.
- [2] 秦杰, 汪世林, 高溥泽, 等. 核磁共振陀螺技术研究进展[J]. 导航定位与授时, 2014, 1(2): 64-69.  
Qin J, Wang S L, Gao P Z, et al. Advances in nuclear magnetic resonance gyroscope [J]. Navigation Positioning and Timing, 2014, 1(2): 64-69.
- [3] 程翔, 刘华, 王岫, 等. 核磁共振陀螺仪研究进展[J]. 微纳电子技术, 2017, 54(9): 605-611.  
Cheng X, Liu H, Wang P, et al. Research progress in nuclear magnetic resonance gyroscopes [J]. Micronanoelectronic Technology, 2017, 54(9): 605-611.
- [4] 张隼, 汪之国, 江奇渊, 等. 核磁共振陀螺信号仿真及噪声分析[J]. 导航与控制, 2020, 19(1): 18-26, 84.  
Zhang Y, Wang Z G, Jiang Q Y, et al. Simulation and noise analysis of nuclear magnetic resonance gyroscope [J]. Navigation and Control, 2020, 19(1): 18-26, 84.
- [5] 丁志超, 李莹颖, 汪之国, 等. 基于法拉第旋转检测的铷原子磁力仪研究[J]. 中国激光, 2015, 42(4): 0408003.  
Ding Z C, Li Y Y, Wang Z G, et al. Research of rubidium atomic magnetometer based on faraday rotation detection [J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(4): 0408003.
- [6] 李佳佳, 丁志超, 汪之国, 等. 铷原子磁力仪最佳抽运光强的研究[J]. 激光技术, 2016, 40(5): 691-694.  
Li J J, Ding Z C, Wang Z G, et al. Research of optimal pump light intensity in rubidium atomic magnetometers [J]. Laser Technology, 2016, 40(5): 691-694.
- [7] 罗晖, 杨开勇, 汪之国, 等. 核磁共振陀螺中内嵌碱金属磁力仪研究[J]. 导航定位与授时, 2017, 4(1): 85-88.  
Luo H, Yang K Y, Wang Z G, et al. Research on alkali metal magnetometer for nuclear magnetic resonance gyroscope [J]. Navigation Positioning and Timing, 2017, 4(1): 85-88.
- [8] Eklund E J. Microgyroscope based on spin-polarized nuclei [D]. California: University of California, 2008.
- [9] Jiang Q Y, Li J J, Wang Z G, et al. The characteristic analysis of the built-in vector atomic magnetometer in a nuclear magnetic resonance oscillator [J]. AIP Advances, 2019, 9(4): 045117.
- [10] Meyer D, Larsen M. Nuclear magnetic resonance gyro for inertial navigation [J]. Gyroscopy and Navigation, 2014, 5(2): 75-82.
- [11] 刘强, 曾宪金, 张军海, 等. 基于铯原子线性法拉第磁光效应的应用[J]. 光学技术, 2011, 37(1): 11-13.  
Liu Q, Zeng X J, Zhang J H, et al. Application of the linear Faraday's magnetic-optic effect based on cesium atom [J]. Optical Technique, 2011, 37(1): 11-13.
- [12] 周维洋, 王学锋, 邓意成, 等. 泵浦激光频率波动对核磁共振陀螺仪零偏稳定性的影响研究[J]. 导航与控制, 2017, 16(2): 47-51.  
Zhou W Y, Wang X F, Deng Y C, et al. Research on bias drift of nuclear magnetic resonance gyro with frequency fluctuation of pump laser [J]. Navigation and Control, 2017, 16(2): 47-51.
- [13] Jia Y C, Liu Z C, Zhou B Q, et al. Pump beam influence on spin polarization homogeneity in the nuclear magnetic resonance gyroscope [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2019, 52(35): 355001.
- [14] 黄伟, 刘院省, 贺宇, 等. 泵浦光功率对核磁共振陀螺仪零偏的影响分析[J]. 导航与控制, 2018, 17(5): 33-36, 59.  
Huang W, Liu Y X, He Y, et al. Research on the influences of pumped laser power on bias drift of nuclear magnetic resonance gyro [J]. Navigation and Control, 2018, 17(5): 33-36, 59.
- [15] 王明才, 汪之国, 杨开勇, 等. 泵浦光椭圆度对铷原子极化率的影响[J]. 红外与激光工程, 2018, 47(9): 0917001.  
Wang M C, Wang Z G, Yang K Y, et al. Effect of pump beam ellipticity on Rb polarization [J]. Infrared and Laser Engineering, 2018, 47(9): 0917001.
- [16] 洪毅, 侯霞, 陈迪俊, 等. 基于Rb<sup>87</sup>调制转移光谱稳频技术研究[J]. 中国激光, 2021, 48(21): 2101003.  
Hong Y, Hou X, Chen D J, et al. Research on frequency stabilization technology of modulation transfer spectroscopy based on Rb<sup>87</sup> [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(21): 2101003.
- [17] 张明富, 杨天新, 葛春风. 1.5 μm DFB 半导体激光器 HCN 吸收稳频技术[J]. 红外与激光工程, 2021(12): 23-28, 32.  
Zhang M F, Yang T X, Ge C F. Frequency stabilization technology of HCN absorption in 1.5 μm DFB semiconductor laser [J]. Infrared and Laser Engineering, 2021(12): 23-28, 32.
- [18] Romalis M V, Miron E, Cates G D. Pressure broadening of Rb D<sub>1</sub> and D<sub>2</sub> lines by <sup>3</sup>He, <sup>4</sup>He, N<sub>2</sub>, and Xe: line cores and near wings [J]. Physical Review A, 1997, 56(6): 4569-4578.
- [19] Rade L, Westergren B. Beta mathematics handbook [M]. Boston: CRC Press, 1990.
- [20] Erickson C J. Measurements of the magnetic field dependence of the spin relaxation rate in alkali metal vapors [D]. New Jersey: Princeton University, 2000.
- [21] Li Y Y, Wang Z G, Jin S L, et al. Elliptical polarization of near-resonant linearly polarized probe light in optically pumped alkali metal vapor [J]. Scientific Reports, 2017, 7: 43066.
- [22] Auzinsh M, Budker D, Rochester S M. Optically polarized atoms [M]. New York: Oxford University Press, 2010: 1-288.
- [23] Claude Cohen-Tannoudji, Bernard Diu, Franck Laloë. 量子力学. 第二卷 [M]. 陈星奎, 刘家谟, 译. 北京: 高等教育出版社, 2016: 1-617.  
Cohen-Tannoudji C, Diu B, Laloë F. Quantum mechanics. Volume II [M]. Chen X K, Liu J M, Transl. Beijing: High Education Press, 2016: 1-617.
- [24] Seltzer S J. Developments in alkali-metal atomic magnetometry [D]. New Jersey: Princeton University, 2008: 1-231.

# Study on Influence of Probe Laser Frequency on Magnetometer Embedded in Nuclear Magnetic Resonance Gyroscope

Li Jiajia<sup>1</sup>, Chen Chang<sup>1</sup>, Jiang Qiyuan<sup>1\*</sup>, Wang Zhiguo<sup>1,2\*\*</sup>, Luo Hui<sup>1</sup>

<sup>1</sup> College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, Hunan, China;

<sup>2</sup> Interdisciplinary Center of Quantum Information, National University of Defense Technology, Changsha 410073, Hunan, China

## Abstract

**Objective** The nuclear magnetic resonance gyroscope (NMRG) has attracted wide interest in recent years because of its small size, low power consumption and high precision. The alkali metal atoms, as an important component in the vapor cell of the NMRG, can be used to polarize noble gas atoms through spin-exchange optical pumping and are sensitive to the magnetic field generated by the nuclear magnetic moment of noble gas. The performance of embedded magnetometer directly determines the measurement accuracy of the NMRG, and therefore the parameter optimization and selection for the embedded magnetometer are critical. At present, most researchers focus on the influence of parameters such as the frequency and power of pump light on the zero-bias stability of the NMRG, and the research on the probe light mostly focuses on the frequency stability methods. In contrast, the research on the performance of the embedded magnetometer affected by the frequency of the probe light is rarely reported. As an important parameter, the frequency of the probe light plays an important role in improving the performance of the embedded magnetometer. In this study, a theoretical model of the probe light frequency influencing the embedded magnetometer signal is established, and the asymmetry of the positive and negative frequency responses of the experimental D1 line and the phenomenon of local extreme value near the central frequency by introducing hyperfine structure correction are explained. The simulation and experiment results match well, which proves the reliability of the theoretical model. The proposed theoretical model can provide design rules for improving the performance of the embedded magnetometer and the accuracy of the NMRG.

**Methods** First, the theoretical model of the relationship between the Faraday rotation angle and the probe light frequency is established without considering the hyperfine structure. Second, the corresponding experimental system is established, the signal amplitude and transmitted light power of the embedded magnetometer are measured under different probe light frequency detunings and different cell temperatures. Third, the experimental results are compared with the theoretical results to analyze the errors in the theoretical model. At last, the hyperfine structure is taken into consideration to modify the theoretical model, and the simulation results are compared with the experimental results to verify the reliability of the modified theoretical model.

**Results and Discussions** Without considering the hyperfine structure, the signal amplitude first increases and then decreases with the decreasing absolute value of the frequency detuning under the same cell temperature. On the other hand, the signal amplitude continues to increase when the cell temperature increases from 90 °C to 120 °C, and starts to decrease at 130 °C, while the absolute values of the frequency detunings corresponding to the maximum values under different temperature conditions gradually increase. The experimental and theoretical results match well in the negative frequency part of the D1 line, while the experimental results are significantly lower than the theoretical results in the positive frequency part of the D1 line, which may due to ignoring the hyperfine structure (Fig. 3). After considering the hyperfine structure, the theoretical results and the experimental results match well. The asymmetry of the positive and negative frequencies is explained and it is caused by the asymmetry of the hyperfine structure. The results show that the signal amplitude can be optimized by about 3 orders of magnitude relative to the minimum by selecting the probe frequency detuning of around -17 GHz from the D1 line under a suitable gas chamber temperature (120 °C) (Fig. 4). The transmittance distribution at each temperature is basically consistent with the theoretical result, showing a Voigt distribution, and the transmittance curve gradually decreases with the increase of the temperature. Furthermore, there exists a small local extreme point near the central frequency, which is caused by the hyperfine structure and more obvious at lower temperatures (Fig. 5). The signal amplitude distribution at each temperature has also such an extreme point near the central frequency. As the temperature increases, the rotation angle curve with dispersion form is almost close and gradually decreases, while the extreme point position remains basically unchanged. The discrepancy may due to the weak signal amplitude near the central frequency which may be caused by the non-ideal <sup>85</sup>Rb isotope in the vapor cell. The small extreme point near the central frequency is also caused by the hyperfine structure (Fig. 6).

**Conclusions** An optimization model that describes the influence of the probe light frequency on the embedded magnetometer is established. The theoretical and the experimental results match well, which show that the signal amplitude can be optimized by about 3 orders of magnitude relative to the minimum by selecting the probe frequency detuning of around  $-17$  GHz from the D1 line under a suitable gas chamber temperature ( $120$  °C). By introducing the hyperfine structure correction, the asymmetry of the positive and negative frequency responses of the D1 line and the local extreme point near the central frequency are explained, which verifies the reliability of the theoretical model. The proposed theoretical model can provide design rules for improving the performance of the embedded magnetometer and the accuracy of the NMRG.

**Key words** quantum optics; nuclear magnetic resonance gyroscope; embedded magnetometer; Faraday magneto-optical rotation effect; probe laser frequency