

极化检测型铷原子磁力仪的研究

汪之国 罗晖 樊振方 谢元平

Research on a pump-probe rubidium magnetometer

Wang Zhi-Guo Luo Hui Fan Zhen-Fang Xie Yuan-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 210702 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.210702

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.210702>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

磁梯度张量不变量的椭圆误差消除方法研究

Research on the asphericity error elimination of the invariant of magnetic gradient tensor

物理学报.2015, 64(19): 190701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.190701>

四面体磁梯度张量系统的载体磁干扰补偿方法

A vehicle magnetic noise compensation method for the tetrahedron magnetic gradiometer

物理学报.2014, 63(11): 110702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110702>

分布式反馈激光抽运铯磁力仪灵敏度相关参数研究

study on sensitivity-related parameters of distributed feedback laser-pumped cesium atomic magnetometer

物理学报.2014, 63(11): 110701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110701>

基于全光纤萨格纳克干涉仪的温度不敏感磁场测量

Temperature-insensitive magnetic-field measurement using all-fiber Sagnac interferometers

物理学报.2013, 62(13): 130701 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.130701>

极化检测型铷原子磁力仪的研究*

汪之国¹⁾²⁾³⁾ 罗晖^{1)2)†} 樊振方¹⁾ 谢元平¹⁾

1)(国防科技大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

2)(国防科技大学量子信息学科交叉中心, 长沙 410073)

3)(国防科技大学理学院, 长沙 410073)

(2016年5月7日收到; 2016年7月16日收到修改稿)

针对交变弱磁场的检测, 研制了一种基于极化-检测双光束结构的激光抽运铷原子磁力仪. 为了获得该磁力仪对磁场的响应特性, 通过数值仿真分析了信号幅度随极化磁场强度、弛豫时间的变化关系, 并进行了实验验证. 最后通过选择合适的极化磁场使磁力仪对待测磁场的灵敏度最大. 实验结果表明, 优化后磁力仪灵敏度为 $0.2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 响应带宽 3.5 kHz , 可用于弱磁场磁共振、高频异常物理现象等信号的检测.

关键词: 光学磁力仪, 光抽运, 带宽, 灵敏度

PACS: 07.55.Ge, 32.80.Xx, 42.50.Gy, 32.60.+i

DOI: 10.7498/aps.65.210702

1 引言

高精度磁力仪在探矿^[1]、反潜^[2]、生物磁信号检测^[3-8]、基础物理研究等^[9-16]领域具有重要的应用. 近年来, 光泵碱金属原子磁力仪发展迅速, 最高灵敏度已经优于 $1 \text{ fT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[17,18]. 国内最近也有不少单位开展了磁力仪研究, 进展迅速, 如哈尔滨工程大学对激光光泵铯原子磁力仪进行了深入的研究^[19,20], 浙江大学研制的 Rb 原子磁力仪灵敏度达到了 $0.5 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ ^[21], 北京大学^[22,23]详细讨论了射频场功率和气室内缓冲气体等参数的优化问题, 国防科技大学提出了利用高频振荡场的一种磁力仪方案^[24]. 但总体来讲, 国内还处于起步阶段, 从光泵磁力仪的理论到技术实现都还有大量工作要做.

碱金属磁力仪有多种类型, 例如有标量磁力仪、矢量磁力仪等, 它们的特性及使用场合一般会有较大差异. 在核磁共振陀螺^[25]、核磁共振共磁力仪 (co-magnetometer)^[9], Rb-Xe 自旋交换光抽

运^[26]等弱磁场下的核磁共振信号检测研究中, 通常需要施加一定的静磁场使核自旋进动, 然后用碱金属原子磁力仪检测核自旋进动产生的微弱磁场. 文献^[27]对可用于弱磁场磁共振检测的一种参量调制磁力仪进行了较为系统的研究, 但得到的带宽较窄、且灵敏度尚未优化到最佳. 针对该问题, 本文对磁力仪方案做了修改, 不再使用参量调制, 并通过优化磁力仪参量, 获得了 $0.2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ 的灵敏度、 3.5 kHz 的响应带宽, 可用于弱磁场磁共振^[25]等研究领域.

2 理论分析

2.1 理论模型

自旋系综受到的光、磁场作用如图 1 所示: 铷原子蒸气位于玻璃气室中, 在 z 方向采用波长 795 nm 的左旋圆偏振光抽运原子, 并同时施加静磁场 B_0 , 在 x 方向采用 795 nm 的线偏振光通过原子蒸气产生检测信号. 与单光束原子磁力仪相比, 双光束原子磁力仪的抽运光和检测光分开, 可以获

* 国防科技大学科研计划 (批准号: JC140702) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: luohui.luo@163.com

得更大的极化率因而信号强度更大,而且采用线偏振光检测偏振变化的方式可以更好地抑制共模噪声.

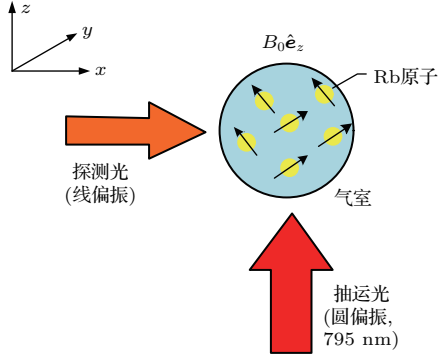


图1 (网刊彩色) 磁力仪光磁场配置示意图

Fig. 1. (color online) Configuration of optical and magnetic field for the magnetometer.

在光、磁场作用下,铷原子系综的磁化强度 \mathbf{M} 所遵从的运动方程为^[28]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \frac{\mathbf{M}_0 - \mathbf{M}}{T_P} - \left(\frac{M_x}{T_2} \hat{e}_x + \frac{M_y}{T_2} \hat{e}_y + \frac{M_z}{T_1} \hat{e}_z \right) + \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

式中 \mathbf{M}_0 为平衡时的磁化强度; T_P 为光抽运特征时间; T_1 为纵向弛豫时间; T_2 为横向弛豫时间; γ 为铷原子旋磁比; \mathbf{B} 为外部磁场; M_x , M_y , M_z 分别为磁化强度矢量在 x , y , z 轴的分量.

为了便于求解,对(1)式进行变形并写成分量式:

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{bmatrix} = \frac{1}{T_P} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ M_0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} M_x/\tau_2 \\ M_y/\tau_2 \\ M_z/\tau_1 \end{bmatrix} + \gamma \begin{bmatrix} M_y B_z - M_z B_y \\ M_z B_x - M_x B_z \\ M_x B_y - M_y B_x \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中 $\frac{1}{\tau_{1,2}} = \frac{1}{T_P} + \frac{1}{T_{1,2}}$.

对图1所示磁力仪结构, $B_z = B_0$,若待测磁场为横向磁场 $B_x = 2B_1 \cos(\omega_a t)$,可以利用旋转波近似得到Bloch方程(2)的稳态解^[29],

$$\begin{cases} M_x = M'_x \cos(\omega_a t) + M'_y \sin(\omega_a t), \\ M_y = -M'_x \sin(\omega_a t) + M'_y \cos(\omega_a t), \end{cases} \quad (3)$$

式中,

$$\begin{cases} M'_x = M'_0 \frac{\gamma B_1 \tau_2^2 \Delta\omega}{1 + (\tau_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 \tau_1 \tau_2}, \\ M'_y = M'_0 \frac{\gamma B_1 \tau_2}{1 + (\tau_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 \tau_1 \tau_2}, \\ M'_z = M'_0 \frac{1 + (\tau_2 \Delta\omega)^2}{1 + (\tau_2 \Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 \tau_1 \tau_2}, \end{cases} \quad (4)$$

其中, $M'_0 = \frac{\tau_1}{T_P} M_0$, $\Delta\omega = \omega_0 - \omega_a$, $\omega_0 = \gamma B_0$.

本文仅关注弱磁场,当 B_1 满足 $(\gamma B_1)^2 T_1 T_2 \ll 1$ 时,(4)式成为

$$\begin{cases} M'_x = M'_0 \frac{\gamma \tau_2^2 \Delta\omega}{1 + (\tau_2 \Delta\omega)^2} B_1, \\ M'_y = M'_0 \frac{\gamma \tau_2}{1 + (\tau_2 \Delta\omega)^2} B_1, \\ M'_z = M'_0. \end{cases} \quad (5)$$

利用光学方法检测出 M_x 或 M_y 即可实现磁场的测量.但对于低频磁场, $|\omega_0 - \omega_a| \ll |\omega_0 + \omega_a|$ 的条件并不满足,因此旋转波近似下所得解(3)—(5)式不能使用.下面我们在不采用旋转波近似的情况下讨论磁力仪的响应特性.

记 $M_+ = M_x + iM_y$,则由(2)式可得

$$\frac{d}{dt} M_+ + \left(\frac{1}{\tau_2} + i\omega_0 \right) M_+ = i\gamma M_z (B_x + iB_y), \quad (6a)$$

$$\frac{d}{dt} M_z + \frac{1}{T_1} M_z = \frac{1}{T_P} M_0 + \gamma (M_x B_y - M_y B_x). \quad (6b)$$

由于我们采用圆偏振光沿 z 向抽运,且待测磁场较弱,因此 M_x 和 M_y 很小,这时可从(6b)式得稳态近似解 $M_z = \frac{\tau_1}{T_P} M_0$,然后代入(6a)式即可讨论图1所示磁力仪的特性.

待测磁场可表示为 $B_x = 2B_1 \cos(\omega_a t) = B_1 e^{-i\omega_a t} + B_1 e^{i\omega_a t}$,根据线性微分方程的特解叠加原理,分别将 $B_1 e^{-i\omega_a t}$, $B_1 e^{i\omega_a t}$ 代入到(6a)式右侧,求出两个特解之和为

$$\begin{aligned} M_+ &= \frac{i\gamma M_z B_1 e^{-i\omega_a t}}{\frac{1}{\tau_2} + i(\omega_0 - \omega_a)} + \frac{i\gamma M_z B_1 e^{i\omega_a t}}{\frac{1}{\tau_2} + i(\omega_0 + \omega_a)} \\ &= \frac{i\gamma M_z B_1 e^{-i\omega_a t}}{\omega_c + i(\omega_0 - \omega_a)} + \frac{i\gamma M_z B_1 e^{i\omega_a t}}{\omega_c + i(\omega_0 + \omega_a)}, \end{aligned} \quad (7)$$

式中 $\omega_c = 1/\tau_2$.对图1中沿 x 方向传播的检测光,所测量为 $\text{Re}M_+$.下面讨论磁力仪的频率响应特性.

1) 在低频段, 当 $\omega_a \ll \omega_0$ 且 $\omega_a \omega_0 \ll \omega_c^2$ 时, (7) 式可化为

$$\text{Re}M_+ \approx 2\gamma M_z \frac{\omega_0}{\omega_c^2 + \omega_0^2} B_1 \cos(\omega_a t), \quad (8)$$

该式与待测磁场频率 ω_a 无关, 因此在低频段频率响应为平坦的; 若同时 $\omega_0 \ll \omega_c$, 则 ω_0 越大, 信号幅度越大; ω_c 越小, 信号幅度越大, 即 τ_2 越大, 磁力仪灵敏度越高; 对特定的 ω_c , 最大值出现在 $\omega_0 = \omega_c$ 时.

2) 在共振频率附近, 即 $\omega_a \sim \omega_0$, 这时若 $\omega_c \gg \omega_0$, 共振并不会显著增大信号幅度; 若 $\omega_c \ll \omega_0$, 则共振会显著增大信号幅度.

3) 在高频段, 即 $\omega_a \gg \omega_0$, 近似有: $\omega_0 - \omega_a \approx -\omega_a$, $\omega_0 + \omega_a \approx \omega_a$, 这时 $\text{Re}M_+ \approx 0$, 因此高频响应趋于 0.

2.2 数值仿真

下面我们以磁力仪对 B_x 的响应为例进行分析. 首先讨论磁力仪的频率响应特性. 设 $2B_1 = 1$, $\omega_0 = \gamma B_0$ 分别为 $2\pi \times 1$ kHz, $2\pi \times 3$ kHz 和 $2\pi \times 10$ kHz, τ_2 分别取 20, 50 μs , 即 ω_c 分别为 $2\pi \times 8.0$ kHz, $2\pi \times 3.2$ kHz, 利用数值仿真求磁力仪的幅频响应曲线, 结果如图 2 所示. 我们发现, 数值仿真结果与 2.1 节的分析相符: 1) 在低频段, 频率响应非常平坦; 2) ω_c 为 $2\pi \times 9.6$ kHz 时, 共振频率附近不会出现显著的共振现象, 且 ω_0 越大, 信号幅度越大; 3) ω_c 为 $2\pi \times 3.2$ kHz 时, ω_0 分别为 $2\pi \times 1$ kHz,

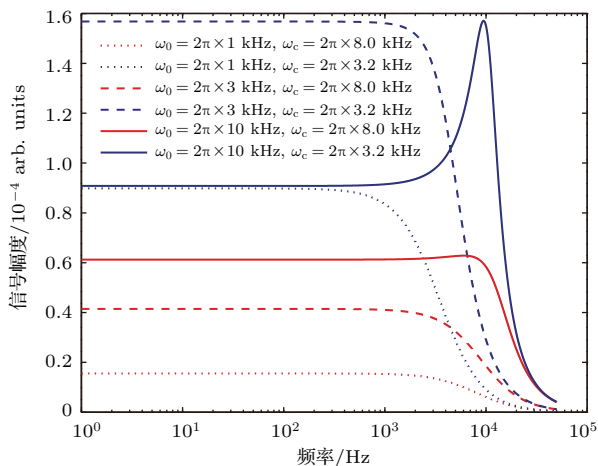


图 2 (网刊彩色) 不同 z 向磁场及横向弛豫时间时磁力仪的幅频响应仿真曲线

Fig. 2. (color online) Simulation of amplitude-frequency response for different z -axis magnetic field and transverse relaxation time.

$2\pi \times 3$ kHz 时不会出现显著的共振现象, 但 ω_0 为 $2\pi \times 10$ kHz 时在 $\omega_a = 2\pi \times 10$ kHz 时出现了共振峰; 4) 在高频段, 信号幅度快速趋于 0.

下面令 $\omega_a = 2\pi \times 100$ Hz, $\omega_c/(2\pi)$ 分别取 15.9, 8.0, 3.2, 1.6, 0.5 kHz, 这时仿真磁力仪信号强度随 $\omega_0 = \gamma B_0$ 的变化, 结果如图 3 所示: 对特定的弛豫时间, 信号幅度最大值出现在 $\omega_0 = \omega_c$ 时; 当 B_0 相同时, 弛豫时间越大信号幅度越大. 该规律显然与 (8) 式一致.

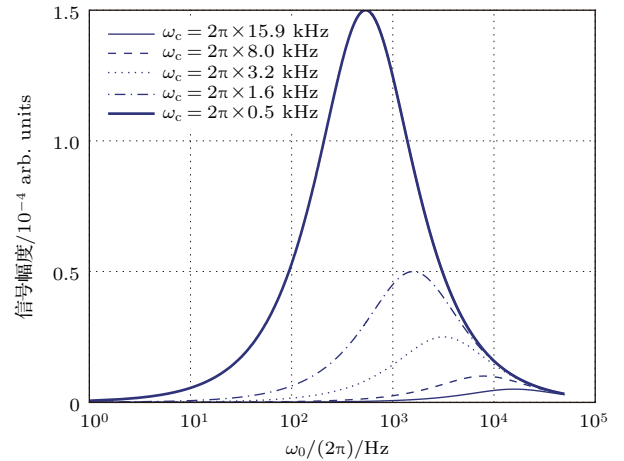


图 3 不同弛豫时间时信号幅度随 ω_0 的变化

Fig. 3. Signal amplitude as a function of ω_0 for different relaxation time.

3 实验系统及测量结果

3.1 实验系统

铷原子磁力仪实验装置如图 4 所示. 实验使用直径 2 cm 的球形 Pyrex 玻璃气室, 内部置有少量 ^{87}Rb 同位素及 100 Torr (1 Torr = 1.33322×10^2 Pa) 氮气, 利用热气流加热器将气室加热到 80°C 以产生铷蒸气, 温控误差 $\pm 0.5^\circ\text{C}$. 两组亥姆霍兹线圈产生的磁场分别沿 x 轴与 z 轴, 其中 x 轴磁场用来对磁力仪特性进行测试, z 轴磁场用来增强光极化作用并调节磁力仪响应特性. 气室及亥姆霍兹线圈都放在由 5 层坡莫合金制成的磁屏蔽内, 从而减小地磁干扰. 抽运激光的频率调到与气室内铷原子共振, 沿 z 轴传播, 经起偏器与 $1/4$ 波片后成为较理想的圆偏振光, 再利用两个透镜将它扩束准直为直径 2 cm 的近似平行光, 经过磁屏蔽上预留的直径 2 cm 的小孔后照射气室使铷原子沿 z 轴极化. 探测激光的频率调到与气室内铷原子共振频率偏离约 20 GHz, 经起偏器后成为较理想的线偏振

光, 再利用两个透镜将它扩束准直为直径 2 cm 的近似平行光, 经过磁屏蔽上预留的直径 2 cm 的小孔后通过气室并从磁屏蔽另一端小孔出射, 用焦距 20 cm 的透镜使它会聚, 然后用偏振分光棱镜使它分成两束, 分别用平衡探测器的两个光敏面将光信号转换为电信号, 然后利用 NI 公司的 PXI-6363 数

据采集卡采集到计算机内进行处理, 获得与 $\text{Re}M_+$ 成正比的电信号. 抽运光和探测光分别由两台波长 795 nm 的分布式反馈半导体激光器产生, 光功率在 0—66 mW 内连续可调. 经过反复优化光强, 最后选抽运光为 28 mW, 探测光为 0.3 mW, 两者都是在扩束准直前所测.

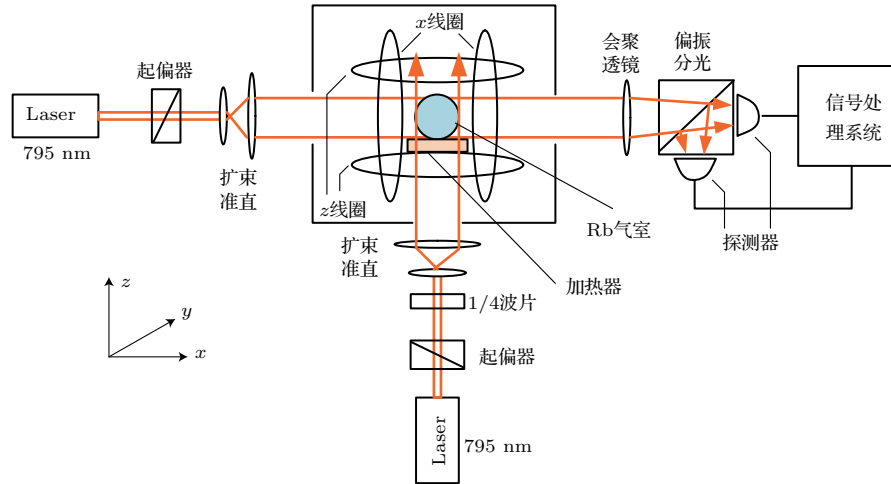


图 4 (网刊彩色) Rb 原子磁力仪实验装置图

Fig. 4. (color online) Experimental setup of Rb atomic magnetometer.

3.2 实验结果

利用 x 轴线圈在 x 方向输出幅度为 6.3 nT 的正弦磁场, 数据采集卡以 1 MHz 的采样率采集 1 M 个数据点直接进行快速傅里叶变换 (FFT) 处理获得信号幅度, 然后改变 x 轴磁场的频率, 做出磁力仪信号随磁场频率的变化曲线. 由于所用气室的弛豫时间不好定量控制, 因此只做了一组信号幅度随 ω_0 的变化曲线. z 向线圈所加驱动电压 V_z 与 B_0 之间的比例关系为 6 nT/mV, 当 V_z 分别取 30, 65 和 90 mV 时, ω_0 分别为 $2\pi \times 1260$ Hz, $2\pi \times 2730$ Hz, $2\pi \times 3780$ Hz, 结果如图 5 所示. 图 5 曲线在 50 Hz 处有个凸起, 这是由于 50 Hz 的干扰叠加到了信号上. 我们利用 (7) 和 (8) 式来分析图 5 中的实验结果.

1) 当共振时, $\text{Re}M_+ \approx \frac{\gamma M_z}{\omega_c} B_1 \sin(\omega_a t)$, 即共振时的信号幅度与 ω_0 无关, 图 5 中 3 条曲线共振峰的高度基本相同, 证实了该结论.

2) 在低频段, $\text{Re}M_+ \approx 2\gamma M_z \frac{\omega_0}{\omega_c^2 + \omega_0^2} B_1 \cos(\omega_a t)$, 由图 5 中共振时信号幅度显著增大可知 $\omega_c \ll \omega_0$.

在该范围内, 信号幅度随 ω_0 减小而增大; 由于低频段 $\text{Re}M_+$ 与 ω_a 无关, 因此为平坦响应. 如果增大 ω_0 , 磁力仪可以获得较大的带宽, 但带内响应幅度会降低.

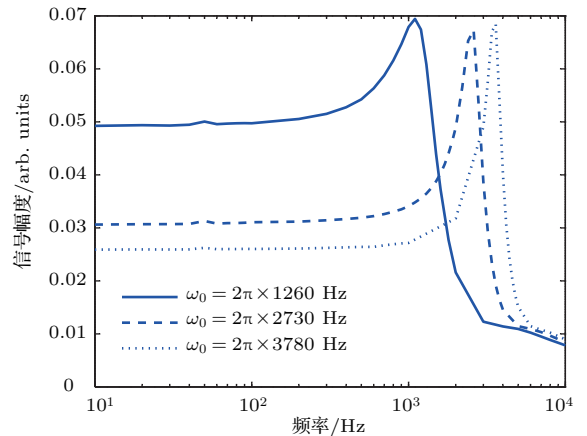


图 5 (网刊彩色) 不同 ω_0 时的磁力仪频率响应曲线

Fig. 5. (color online) Frequency response of the magnetometer at different ω_0 .

利用 x 轴线圈在 x 方向加已知幅度为 6.3 nT、频率为 11 Hz 的正弦磁场作为标定磁场, 改变 z 轴线圈驱动电压 V_z 从而改变 B_0 做出信号强度随 ω_0

的变化曲线, 结果如图 6 所示. 当 B_0 从 0 增加时, 信号幅度迅速增加, 达到 8 mV 时信号幅度达到最大, 这时 $\omega_0 = 2\pi \times 336$ Hz, 然后信号幅度随 B_0 增大而减小.

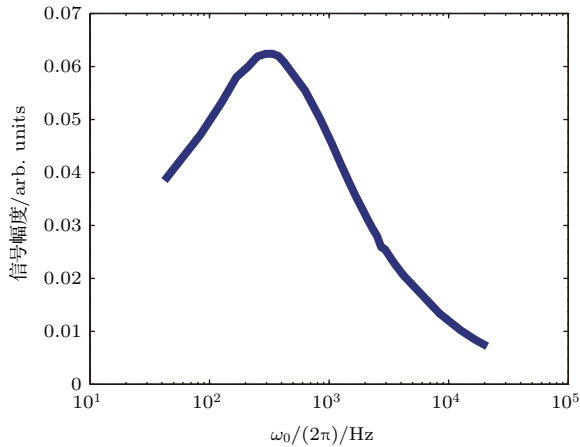


图 6 信号幅度随 ω_0 的变化

Fig. 6. Signal amplitude as a function of ω_0 .

利用图 5 中的实验数据, 按 (7) 和 (8) 式以 ω_c 为待估计量进行拟合, 得到 ω_c 在 $2\pi \times 500$ — $2\pi \times 1000$ Hz 的范围, 但图 (6) 中的极值出现在 $\omega_0 = 2\pi \times 336$ Hz 处. 可能的误差原因有: 1) z 向磁场线圈产生的磁场具有一定的空间梯度, 且梯度数值随 ω_0 的增大而增大, 导致横向弛豫时间变短, 因而 ω_c 随 ω_0 的增大而增大, 反映在图 6 中就是极值点向低频偏移, 通过制作磁场更均匀的线圈可减小该误差; 2) 当 ω_0 较小时, B_1 与 B_0 为相同量级, 这时在第 2 节推导过程中采用的近似已不够好.

实验还发现, B_0 较小时噪声基底大, 这是由于 B_0 较小时合成磁场的噪声相对较大, 而原子极化率对 B_0 的波动较敏感, M_0 的幅度不稳定. 当 B_0 增大到远远大于磁场噪声后, M_0 基本稳定. 我们实测 V_z 在 65 mV 之后噪声基底基本不再变化. 因此为了使信号强度尽量大而噪声基底尽量小, 我们选择 B_0 为 65 mV 以使信噪比最佳, 从图 5 得到这时磁力仪的带宽约 3.5 kHz.

采用 1 MHz 采样率采集 10 M 个数据点进行 FFT 得到磁力仪输出的噪声电压谱密度, 由于该参数下磁力仪带宽约 3.5 kHz, 我们只给出 0—5 kHz 的噪声谱, 结果如图 7 所示. 图 7 中 500—3000 Hz 范围内的 FFT 幅度谱噪声基底轮廓与图 5 中 $\omega_0 = 2\pi \times 2730$ Hz 的曲线形状一致, 我们

认为这是由于磁屏蔽内部存在的磁场白噪声较大, 磁力仪能够将它敏感出来.

我们按文献 [17, 30—32] 所给方法来求磁力仪灵敏度随频率的变化曲线. 首先, 利用图 5 的磁力仪频率响应曲线得到每 nT 磁场下磁力仪输出的电压幅度随频率的变化; 然后由图 7 所给电压噪声谱密度按频率响应曲线转换成磁力仪在不同频率的灵敏度, 结果如图 8 所示. 带内噪声基底约 $0.2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$, 在 3 kHz 附近噪声较小, 在低频处噪声较大, 包括磁屏蔽内部磁场噪声、技术噪声、量子噪声等的贡献, 还有一定的改善余地. 在图 8 小插图中, 2 kHz 频率处的尖峰来自于 6.3 nT 振幅的正弦标定磁场.

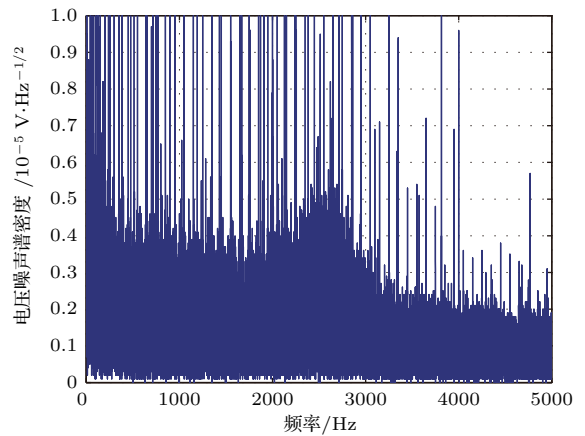


图 7 磁力仪输出电压噪声谱密度, 50 Hz 的谐波来自于工频干扰

Fig. 7. Voltage noise spectrum of the magnetometer where harmonics of 50 Hz are from power-line interference.

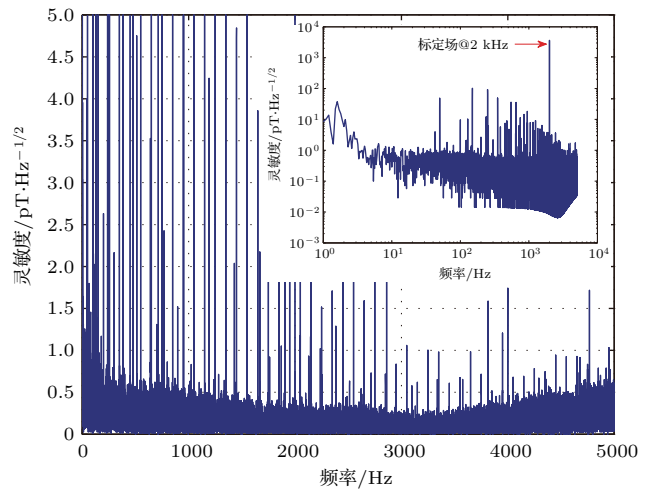


图 8 磁力仪灵敏度, 图中插图为对数坐标表示

Fig. 8. Sensitivity of the magnetometer with a 6.3 nT amplitude sine modulation of fields at 2 kHz.

本文研制的磁力仪使用自旋弛豫较短的铷原子,因而可获得较大的带宽,同时抽运光和探测光分开的双光束结构,保证了较高的自旋极化率与自旋进动探测灵敏度,因而获得了较高的磁场测量灵敏度.除了用于核磁共振陀螺、核磁共振磁力仪等研究,其他潜在的应用还有:1)弱磁场磁共振信号检测,例如在气室中同时有 ^{133}Cs 和 ^{87}Rb 两种同位素,则我们可用 ^{87}Rb 构成磁力仪来检测 ^{133}Cs 的磁共振信号;2)高频异常物理现象检测,文献[12]利用光学磁力仪来检测轴子场等异常物理现象.我们研制的磁力仪带宽较大,可用来检测高频的异常物理事件.

4 结 论

本文实现了一种极化-检测型原子磁力仪,其原理是铷原子自旋在抽运光作用下产生极化,并在弱交流磁场的作用下产生进动,从而使通过的线偏振光偏振面受到调制.该磁力仪的频率响应与极化磁场强度、横向弛豫时间有关,通过改变极化磁场强度可对磁力仪的频率响应进行控制.实验结果表明,磁力仪在实验室条件下达到了灵敏度 $0.2\text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$,带宽 3.5 kHz 的性能.下一步需要对技术噪声和量子噪声进行系统的研究,从而获得更高的灵敏度.该磁力仪可用于弱磁场磁共振信号、高频异常物理场等的检测.

感谢北京大学信息科学技术学院郭弘教授、彭翔副教授和北京邮电大学罗斌博士对本文所提的宝贵建议.

参考文献

- [1] Guan Z N 2003 *Geomagnetic Field and Magnetic Exploration* (Beijing: Geological Publishing House) p257 (in Chinese) [管志宁 2003 地磁场与磁力勘探 (北京:地质出版社) 第257页]
- [2] Clem T R 1998 *Naval Engineers J.* **110** 139
- [3] Corsini E, Acosta V, Baddour N, Higbie J, Lester B, Licht P, Patton B, Prouty M, Budker D 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 074701
- [4] Wyllie R, Kauer M, Wakai R T, Walker T G 2012 *Opt. Lett.* **37** 2247
- [5] Rodriguez E, George N, Lachaux J P, Martinerie J, Renault B, Varela F J 1999 *Nature* **397** 430
- [6] Bison G, Wynands R, Weis A 2003 *Appl. Phys. B* **76** 325
- [7] Xia H, Baranga A B, Hoffman D, Romalis M V 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 211104
- [8] Xu S, Yashchuk V V, Donaldson M H, Rochester S M, Budker D, Pines A 2006 *Proc. Natl. Acad. Sci.* **103** 12668
- [9] Bulatowicz M, Griffith R, Larsen M, Mirijanian J, Fu C B, Smith E, Snow W M, Yan H, Walker T G 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 102001
- [10] Budker D, Romalis M 2007 *Nat. Phys.* **3** 227
- [11] Kimball D F J, Lacey I, Valdez J, Swiatlowski J, Rios C, Peregrina-Ramirez R, Montcrieffe C, Kremer J, Dudley J, Sanchez C 2013 *Ann. Phys.* **525** 514
- [12] Pustelny S, Kimball D F J, Pankow C, Ledbetter M P, Wlodarczyk P, Wcislo P, Pospelov M, Smith J, Read J, Gawlik W, Budker D 2013 *Ann. Phys.* **525** 659
- [13] Romalis M V, Griffith W C, Jacobs J P, Fortson E N 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2505
- [14] Youdin A N, Krause J D, Jagannathan K, Hunter L R, Lamoreaux S K 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 2170
- [15] Berghlund C J, Hunter L R, Krause Jr D, Prigge E O, Ronfeldt M S, Lamoreaux S K 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 1879
- [16] Murthy S A, Krause J D, Li Z L, Hunter L R 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 965
- [17] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, Romalis M V 2003 *Nature* **422** 596
- [18] Allred J C, Lyman R N, Kornack T W, Romalis M V 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 130801
- [19] Li Q M, Zhang J H, Zeng X J, Huang Q, Sun W M 2013 *Laser Optoelectronics Progress* **50** 072802 (in Chinese) [李庆萌, 张军海, 曾宪金, 黄强, 孙伟民 2013 激光与光电子学进展 **50** 072802]
- [20] Liu Q, Zhuo Y N, Sun Y D, Fu T S 2014 *Laser Optoelectronics Progress* **51** 042301 (in Chinese) [刘强, 卓艳男, 孙宇丹, 付天舒 2014 激光与光电子学进展 **51** 042301]
- [21] Li S G, Zhou X, Cao X C, Sheng J T, Xu Y F, Wang Z Y, Lin Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 877 (in Chinese) [李曙光, 周翔, 曹晓超, 盛继腾, 徐云飞, 王兆英, 林强 2010 物理学报 **59** 877]
- [22] Gu Y, Shi R Y, Wang Y H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110701 (in Chinese) [顾源, 石荣晔, 王延辉 2014 物理学报 **63** 110701]
- [23] Shi R, Wang Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 100703
- [24] Ding Z, Yuan J, Wang Z, Yang K, Luo H 2015 *Chin. Phys. B* **24** 083202
- [25] Donley E A 2010 *Sensors IEEE* **143** 17
- [26] Kwon T M, Mark J G, Volk C H 1982 *Phys. Rev. A* **24** 1894
- [27] Ding Z C, Li Y Y, Wang Z G, Yang K Y, Yuan J 2015 *Chin. J. Lasers* **42** 0408003 (in Chinese) [丁志超, 李莹颖, 汪之国, 杨开勇, 袁杰 2015 中国激光 **42** 0408003]
- [28] Cohen-Tannoudji C 1973 *Fundamental and Applied Laser Physics* (Chichester: John Wiley) p791
- [29] Feng Y S 1989 *Principles of Magnetic Resonance* (Beijing: Higher Education Press) p39
- [30] Huang H C, Dong H F, Hao H J, Hu X Y 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 098503
- [31] Fu J Q, Du P C, Zhou Q, Wang R Q 2016 *Chin. Phys. B* **25** 010302
- [32] Zhang J H, Liu Q, Zeng X J, Li J X, Sun W M 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 068501

Research on an pump-probe rubidium magnetometer*

Wang Zhi-Guo¹⁾²⁾³⁾ Luo Hui^{1)2)†} Fan Zhen-Fang¹⁾ Xie Yuan-Ping¹⁾

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

2) (Interdisciplinary Center of Quantum Information, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

3) (College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 7 May 2016; revised manuscript received 16 July 2016)

Abstract

In order to measure a weak alternating magnetic field, an optically-pumped Rb magnetometer based on pump-probe structure is investigated and demonstrated. The pumping light and probing light propagate along the z axis and x axis, respectively. A constant polarization magnetic field along the pumping light is applied, which not only stabilizes the polarization of Rb atoms but also tunes resonance frequency of Rb atoms. When a weak alternating magnetic field is applied perpendicularly to the constant magnetic field, the magnetic moment will tip off the z axis and rotate around the z axis. And then the polarization plane of probing light is modulated correspondingly. The x component of the magnetic moment can be obtained with a balanced detector. As a result, a signal proportional to weak alternating magnetic field can be obtained.

In order to obtain the magnetic response of the magnetometer, we analyze the signal amplitude as a function of polarization magnetic field strength B_0 and transverse relaxation time τ_2 with numerical simulation. The amplitude-frequency response of the magnetometer is determined mainly by two parameters, namely cutoff frequency $\omega_c = 1/\tau_2$ and resonance frequency $\omega_0 = \gamma B_0$, where γ is the gyromagnetic ratio of Rb atom. At low frequency, that is $\omega_a \ll \omega_0$ and $\omega_a \omega_0 \ll \omega_c^2$, the magnetometer has a flat response, here ω_a is the frequency of the weak alternating magnetic field. If $\omega_0 \ll \omega_c$, the signal amplitude will be large for large ω_0 or small ω_c . For a given ω_c , the peak response appears at $\omega_0 = \omega_c$. In the vicinity of resonance frequency, if $\omega_c \ll \omega_0$, a peak will appear and if $\omega_c \gg \omega_0$, no peak occurs. At high frequency, the amplitude will decrease with the increase of ω_a .

We verify the above analyses in experiment. A vapor cell with a short transverse relaxation time is used to obtain large frequency response bandwidth. Through optimizing the powers and frequencies of pumping laser and probing laser, high polarization and detection sensitivity of atomic spin can be obtained. Moreover, through choosing an appropriate polarization magnetic field, the magnetometer can be maximally sensitive to the magnetic field to be measured. The experimental results show that the magnetometer has a sensitivity of about $0.2 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ and bandwidth of about 3.5 kHz . It can be used to detect low field magnetic resonance and high frequency abnormal physical phenomena.

Keywords: optical magnetometer, optical pumping, bandwidth, sensitivity

PACS: 07.55.Ge, 32.80.Xx, 42.50.Gy, 32.60.+i

DOI: 10.7498/aps.65.210702

* Project supported by the Science Research Program of National University of Defense Technology, China (Grant No. JC140702).

† Corresponding author. E-mail: luohui.luo@163.com