

提高激光抽运铯原子磁力仪灵敏度的研究*

李楠 黄凯凯 陆璇辉†

(浙江大学物理系, 杭州 310027)

(2013年3月11日收到; 2013年3月21日收到修改稿)

本文报道了一种基于激光抽运射频共振的铯原子磁力仪. 通过圆偏振光将铯原子抽运到暗态, 实现偏极化. 外磁场存在时, 原子磁矩将以拉莫尔频率绕外磁场进动. 在共振射频磁场的作用下, 原子被去极化而重新吸收光子. 通过探测出射光光谱可以测得拉莫尔频率进而得到外磁场的信息. 本文通过运用自制的 894 nm 外腔半导体激光器, 建立了激光稳频装置和低噪声磁场测量环境, 实现了一种基于铯原子激光抽运射频共振的磁力仪. 通过磁力仪参数优化以及闭环测量, 磁力仪测量的外磁场达到了 $19 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 的极限灵敏度和 $1.8 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ 的本征灵敏度, 空间分辨率小于 2 cm.

关键词: 光抽运, 塞曼效应, 光探测磁共振, 磁力仪

PACS: 32.80.Xx, 32.60.+I, 76.70.Hb, 07.55.Ge

DOI: 10.7498/aps.62.133201

1 引言

光磁共振是光抽运和射频磁共振相结合的一种双共振过程, 其运用光抽运来研究原子超精细结构塞曼子能级间磁共振现象的一种技术. 双共振技术是由诺贝尔物理学奖获得者 Kastlor 于 20 世纪 50 年代提出的. 该技术既保存了磁共振高分辨的特点, 同时将探测低频信号转化成探测高频光信号, 使测量灵敏度提高了几个数量级. 1962 年, Bloom 第一次实现了基于光抽运原理的磁力仪, 并且给出了光抽运磁力仪的理论模型. 1992 年, Alexandrov 等人报道的钾磁力仪实现了 $0.1 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ 的灵敏度, 使得光抽运磁力仪有可能超越传统的 SQUID 磁力仪. 2003 年, Bison 利用本征灵敏度达 $100 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 的激光抽运磁力仪得到人体心磁图, 可以获得比心电图更丰富的疾病诊断信息. 光抽运磁力仪是研究原子、分子高激发态的精密测量的有力工具, 在生物医学^[1-4]、地球物理^[5-9]、量子频标、军事探测^[10-14]等方面都有重要应用价值. 本文阐述通过参数优化, 实现闭环测量的铯原子光泵磁力仪.

2 M_x 磁力仪的工作原理

特定频率的圆偏振光通过铯泡时, 将铯原子抽运到磁量子数绝对值最大的态, 这种状态称为偏极化. 在外界磁场中, 极化原子的磁矩将绕外磁场方向做拉莫尔进动, 频率为拉莫尔频率. 这种进动会给出射光带来不同程度的调制, 探测这种调制的频率, 并利用拉莫尔频率与外磁场的关系 $\omega_L = \gamma B_0$, 即可测量外磁场.

M_x 磁力仪^[15]通过加在气室上两个相互垂直的磁场 B_0, B_1 来测量拉莫尔频率. 静磁场 B_0 沿 Z 轴方向, 与光束方向成 θ 角, 射频磁场 B_1 沿 X 轴方向, 与 B_0 和光束方向垂直, 且射频磁场幅值远远小于静磁场幅值. 当原子被特定频率的激光极化后, 磁矩将绕外磁场方向进动, 总磁矩沿外磁场方向即 Z 方向. 进动过程中磁矩 M 的演化可以用布洛赫方程^[1]来表述, 即

$$\frac{dM}{dt} = \gamma M \times B. \quad (1)$$

考虑原子的弛豫过程, 将静磁场 B_0 和射频磁场 B_1 代入以上方程组即可得到具体形式.

对于圆偏振光, 出射光的强度与磁矩在入射光

* 国家自然科学基金(批准号:10874012, 10974177)和国家国际科技合作项目(批准号:2010DFA04690)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: xhlu@zju.edu.cn

波矢方向的投影成正比. 所以根据磁矩在各个方向的分量, 考虑旋波近似^[16], 可以得到出射光功率相对射频场的同相分量与正交分量, 以及调制信号相对射频场的相移 ϕ :

$$P_P = -\frac{\Omega_{\text{rf}}\delta}{\delta^2 + \Gamma_2^2(1+S)} \sin(2\theta) \cdot P_0,$$

$$P_{\text{QU}} = -\frac{\Omega_{\text{rf}}\Gamma_2}{\delta^2 + \Gamma_2^2(1+S)} \sin(2\theta) \cdot P_0,$$

$$\phi = \arctan \frac{\Gamma_2}{\delta}, \quad (2)$$

上式中常数 P_0 包含了决定信号幅度的参量, 比如入射光强, 原子数目, 以及原子与光子的相互作用横截面等, 上式中 $\delta = \omega - \omega_L = 0$ 为射频磁场频率相对拉莫尔频率的失谐, $\Omega_{\text{rf}} = \gamma_F B_{\text{rf}}$ 为拉比频率, θ 为入射光与磁场方向夹角, $S = \frac{\Omega_{\text{rf}}^2}{\Gamma_1\Gamma_2}$ 定义为射频场饱和参数, Γ_1, Γ_2 分别为原子纵向和横向自旋弛豫时间. 由 (2) 式可以看出, $\theta = 45^\circ$ 时出射光调制幅度最大. 因此 Mx 磁力仪一般取 $\theta = 45^\circ$ 以保持最大的灵敏度. 根据 ϕ 的表达式得知在共振即 $\delta = \omega - \omega_L = 0$ 时, 调制信号相对射频场有 90° 的相移, 那么如果将二者的相位差锁定在 90° , 等同于将射频场的频率锁定在拉莫尔频率, 这一目的可以通过 LIA 和 PID 反馈电路实现. 这种模式称为锁相工作模式.

P_P 在近共振时体现出发散洛伦兹线型, 并在共振即 $\delta = \omega - \omega_L = 0$ 时, 近似线性的通过零点, 因此成为我们在实验中用于锁相的信号.

3 实验过程和优化结果

3.1 Mx 方式磁力仪的实验过程

圆偏振光经过铯泡, 将铯原子极化. 在外磁场存在时, 极化的铯原子将以外磁场方向为轴做拉莫尔进动, 外磁场方向与光入射方向存在 45° 夹角. 此时如果在垂直于光入射方向加射频场, 射频信号将对入射光强度产生周期性调制, 调制信号在共振时最大, 此时调制频率即为拉莫尔频率. 把受到调制的光信号利用 LIA 解调出来, 即可得出共振曲线. 利用同相分量或相位的谱线在共振点处过零的特点, 可以将射频场频率锁定在拉莫尔频率上, 实现磁力仪的闭合环路.

外腔半导体激光器作为系统光源. 采用 Lit-trow 结构, 用一种标称波长为 904 nm 的商用激光管和 1800 线的反射光栅, 波长可调谐至 894 nm 附近, 工作电流在 47 mA 时激光器输出功率约 3.5 mW^[17]. 我们需要将频率锁在 Cs 原子 $D1$ 线的 $F = 4 \rightarrow F = 3$ 跃迁线上 (894 nm), 这可以通过 DAVLL^[18] 实现.

铯泡处在弱屏蔽环境, 静磁场由三对方形亥姆霍兹线圈产生, 每对线圈边长 L 均为 15 cm, 间距均为边长的 0.5445 倍^[19] 以保证最好的磁场均匀度. 经计算得知, 满足这个条件的三对两两垂直的线圈产生的空间磁场为

$$\mathbf{B} = \frac{8.14\mu_0}{\pi L^2} (I_1^2 \mathbf{i} + I_2^2 \mathbf{j} + I_3^2 \mathbf{k}). \quad (3)$$

射频磁场同样由一对方形亥姆霍兹线圈产生, 叠加在静磁场之上. 光束经过扩束后, 利用半波片、PBS 和四分之一波片成为圆偏振光通过铯泡. 出射光聚焦后由光电管接收. 光电管接收的光谱信号输入锁定放大器 LIA 进行解调, 由于射频线圈由信号发生器驱动. 为了得到磁共振线型, 信号发生器的输出信号同时作为参考输入. 通过对磁共振信号的处理并反馈到信号发生器中, 可以将射频场的频率锁定在拉莫尔频率上.

3.2 实验结果, 分析

在外磁场约 20 μT , 射频线圈有效电压 30 mV, 入射光功率密度约 2.72 $\mu\text{W}/\text{mm}^2$ 情况下, 共振频率约 75.3 kHz. 通过 LIA 解调出的出射光调制信号的同相分量和正交分量的磁共振线型, 如图 1 所示.

出射光谱信号经过滤波, 输入频谱仪得到功率谱密度图 2, 信噪比约 84 dB.

磁力仪的灵敏度通常定义为等效噪声磁场 NEM, NEM 一般由磁力仪信号功率谱密度的平方根 ρ 给出, 其单位是 $\text{T}/\text{Hz}^{1/2}$. 本征灵敏度^[15]

$$\delta B = \frac{\Delta\nu}{\gamma R_{\text{SN}} \sqrt{f_{\text{bw}}}}. \quad (4)$$

对于本磁力仪信号, 相对应本征灵敏度为 1.8 $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$.

CRLB^[20] 对应的极限灵敏度为 19 $\text{fT}/\text{Hz}^{1/2}$. 而空间分辨率, 即磁力仪所能辨认的最小空间尺度, 由实验中的铯泡尺寸决定. 实验选用的铯泡是长度 2 cm, 直径 2 cm 的圆柱形气室, 所以可以认为空间分辨率小于 2 cm.

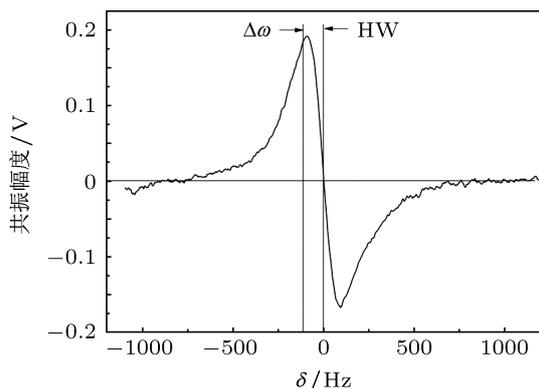


图1 同相分量及正交分量磁共振线型, 拟合后线宽约 100 Hz

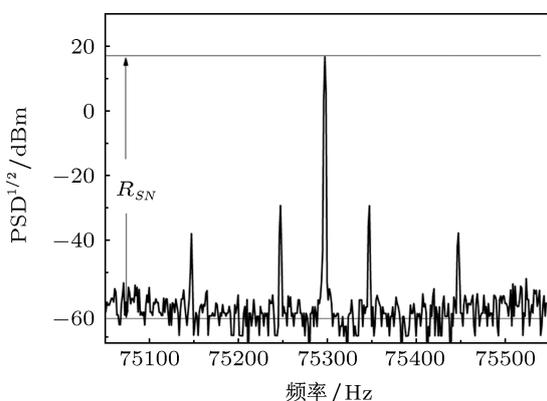
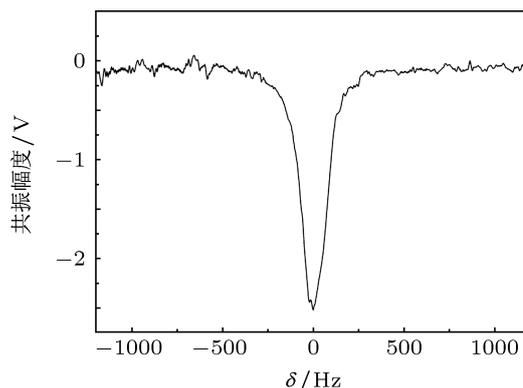


图2 偏置磁场约 20 μT 时功率谱密度. 测量时设定频谱仪 RBW 为 1 Hz

果. 虽然线宽越窄, 理论上磁力仪锁定之后越灵敏, 但是光强变小的时候, 对应的信噪比也变差, 因此需要在二者之间找到最佳值. 我们实验室磁力仪的最佳入射光强约 $2.72 \mu\text{W}/\text{mm}^2$.

4 参数优化及讨论

影响磁力仪灵敏度的观测量, 是磁共振线型线宽和功率谱密度信噪比. 我们对这两个量所受主要因素的影响做了相关测试.

4.1 磁共振线型线宽 $\Delta\omega_{\text{HW}}$

4.1.1 射频场幅度

实验得出了磁共振线宽随射频场幅度的变化趋势如图 3 所示.

根据方程组 (2), 我们得知线型宽度与射频场的饱和参数 S 成正相关, 而 $S = \frac{\Omega_{\text{rf}}^2}{\Gamma_1 \Gamma_2}$ 与射频场幅度的平方成正比, 所以加大射频线圈两端有效电压时导致线型展宽.

4.1.2 入射光强

磁共振线宽随入射光强的变化趋势如图 4 所示.

随着光强的增大, 磁共振信号的绝对幅度增大, 根据方程组 (2), 磁共振线型的线宽变宽是必然结

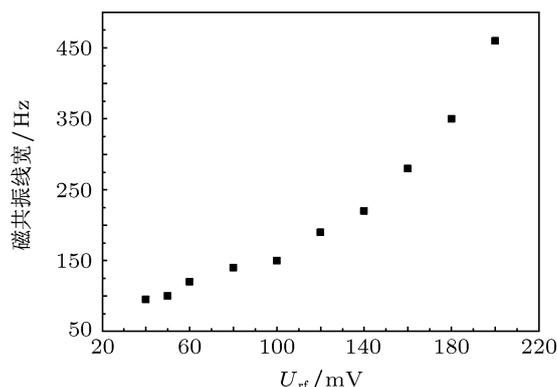


图3 磁共振线宽随射频场幅度的变化

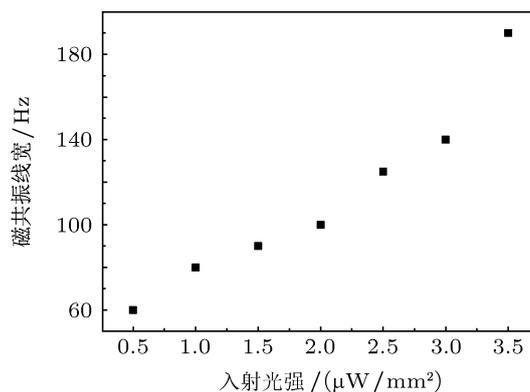


图4 磁共振线宽随入射光强的变化

4.2 信噪比

4.2.1 射频场幅度

从图 5 可知, 射频线圈两端的有效电压 (正相对于射频场的幅度) 增大过程中, 对应的信噪比经

历了增大到一个最大值后缓慢减小的过程. 这个过程可以这样理解: 极化的原子需要足够的射频磁场的能量去极化才能实现对入射光强明显的调制, 但如果射频磁场幅度太大, 会形成对偏振磁场的干扰而影响对入射光强调制的幅度, 进而影响信噪比.

实验中发现, 射频场幅度变化过程中, 带来的信噪比变化对灵敏度的影响明显大于磁共振线宽的变化, 所以按照信噪比的最优点选择射频场幅度的最优值. 本磁力仪在射频线圈两端有效电压约 50 mV 时得到最大的信噪比, 同时获得最高的灵敏度.

4.2.2 入射光强

我们从图 6 可以看出, 入射光功率密度从 0 增大至约 $3.5 \mu\text{W}/\text{mm}^2$ 时, 信噪比持续增大. 但光强继续增大时, 信噪比显示出下降的趋势. 这一点可以

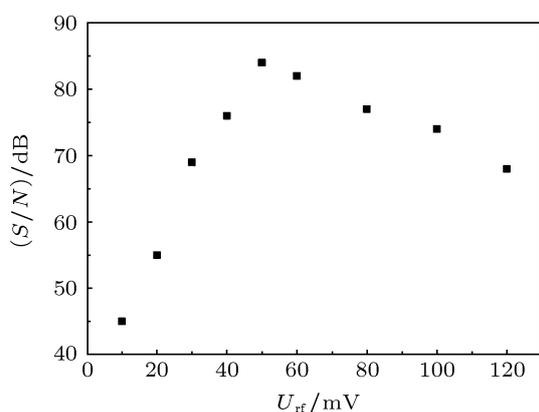


图 5 射频场幅度与信噪比关系图

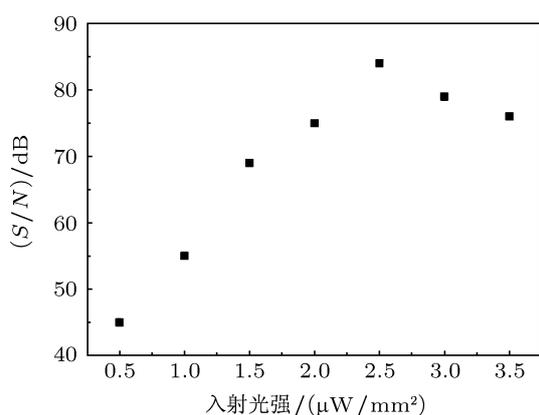


图 6 入射光强与信噪比关系图

从光抽运的过程给出解释: 极化的原子会由于各种因素导致的弛豫过程而转移到其他能级上, 即去极化. 这种动态平衡过程需要足够功率的入射光来维持. 但是当入射光功率过大时, 光抽运作用的速度

比起弛豫过程要快得多, 这种情况导致无法提供足够的非极化原子供抽运, 所以光抽运过程很快达到了近饱和而对入射光的吸收大幅减小, 同时光功率的加大使得散粒噪声迅速变大. 受此影响, 信噪比也相应地降低. 通过测试, 发现此原子磁力仪装置最佳的入射光功率约 $2.72 \mu\text{W}/\text{mm}^2$.

4.3 讨论

磁力仪的灵敏度由多种因素决定, 除了以上讨论的射频场幅度, 入射光强度, 铯泡的温度对结果影响也非常大. 理论上可以这样分析: 温度增大时铯泡中原子密度增大所以信号变强, 但温度的升高同时带来了原子平均动能的增大, 使得原子碰撞截面增大而导致原子之间和原子与器壁之间碰撞的概率增大, 所以由于这些碰撞而去极化的原子数增多, 相对来说意味着由于外磁场的存在而去极化的原子数减少. 因此温度持续升高并不等价于与外磁场相互作用的原子数持续增多, 通常存在一个温度最优点. 但是限于实验条件, 我们未能建立测温控温系统, 因此暂时没有得到温度变化对应的指标变化趋势. 目前所获得的数据是在室温下, 即 20°C 情况下测量所得.

5 闭环实测

通过对射频场幅度、光场强度的优化, 初步保证了目前磁力仪工作在可以提供的最优状态. 在这个前提下, 我们通过 LIA 解调出的磁共振线型将射频场频率锁定在拉莫尔频率上. 为了检测环路的闭合, 两次用弱磁性螺丝刀靠近磁屏蔽筒观察, 发现均能在磁场扰动消失后拉回到原来的水平 (如图 7 两个尖锐变化), 这一过程记录如图 7 所示.

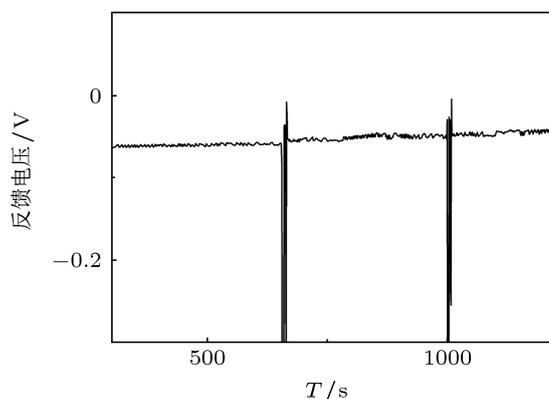


图 7 闭环后反馈电压监测

利用频率计检测信号发生器的同步输出, 再将这个频率值换算为磁场值, 可获得外磁场的实时测量曲线如图 4 所示.

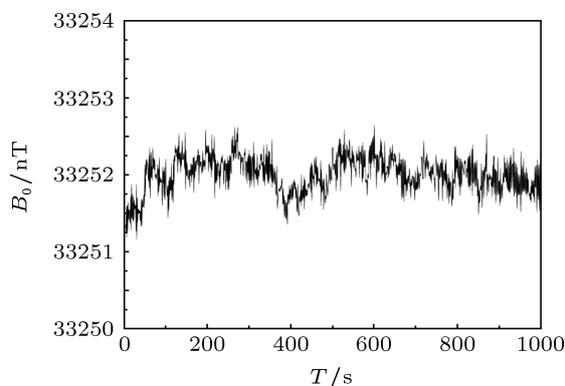


图 8 闭环后外磁场实测

以上结果反应我们实现的磁力仪测得的磁场

噪声小于 1 nT, 这种较大的磁场噪声主要由弱磁屏蔽以及偏置磁场的均匀性而产生的. 可以通过加强磁屏蔽和改进偏置磁场的均匀性来减小噪声, 测量信噪比还有很大的提升空间.

6 结论

本文成功实现了一种基于 ODMR 技术的高灵敏度激光抽运 Mx 铯原子磁力仪. 通过锁相回路, 射频频率被锁定在与外界磁场强度成正比的拉莫尔频率上. 通过对各项实验参数进行优化, 我们实现的磁力仪达到了 $19 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ 的极限灵敏度和 $1.8 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ 的本征灵敏度, 空间分辨率小于 2 cm, 闭环后测量强度接近地磁场的偏置磁场时噪声小于 1 nT. 这种磁力仪在海洋工程勘探、医学诊断、矿物勘探和国防安全等方面有着广阔的应用前景.

- [1] Bison G, Wynands R, Weis A 2003 *Appl. Phys. B* **76** 325
- [2] Carlos Go'mez, Roberto Hornero, Daniel Aba'solo, Alberto Fernandez, Javier Escudero 2007 *Computer Methods and Programs in Biomedicine* **87** 239
- [3] Karsten Sternickel, Alex Braginski 2003 *Supercond. Sci. Technol* **19** 160
- [4] Groeger S, Bison G 2006 *Sensors and Actuators A: Phys.* **129** 1
- [5] Xu S 2008 *Phys. Rev. A* **78** 13404
- [6] Sarma B S P, Verma B K, Satyanarayana S V 1999 *Geophysics* **64** 1735
- [7] Mende S B, Harris S E, Frey H U, Angelopoulos V, Russell C T, Donovan E, Jackel B, Greffen M, Peticolas L M 2008 *Space Sci. Rev.* **141** 357
- [8] Russell C T, Chi P J, Dearborn D J, Ge Y S, Kuo-Tiong B, Means J D, Pierce D R, Rowe K M, Snare R C 2008 *Space Sci. Rev.* **141** 389
- [9] Turkakin H, Marchand R, Kale Z C 2008 *Journal of Geophysical Research* **113** 1
- [10] Carreon H 2008 *Wear* **265** 255
- [11] Zivotsky O, Postava K, Kraus L, Jiraskova Y, Juraszek J, Teillet J, Barcova K, Svec P S, Janickovic D, Pistora J 2008 *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320** 1535
- [12] Bonavolonta C, Valentino A, Peluso G, Barone A 2007 *Applied Superconductivity* **17** 772
- [13] Kuroda M, Yamanaka S 2005 *NDT & E International* **38** 53
- [14] Tralshawala N, Claycomb J R, Miller J H 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 2874
- [15] Huang K K 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 100701
- [16] Kanorsky S, Lang S, LÄucke S, Ross S, HÄansch T, Weis A 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1010
- [17] Huang K K, Li N, Lu X H 2011 *Infrared and Laser Engineering* **11** 2192 (in Chinese) [黄凯凯, 李楠, 陆璇辉 2011 红外与激光工程 **11** 2129]
- [18] Corwin K L, Lu T Z, Hand C F, Epstein R J, Wieman C E 1998 *Appl. Optics* **37** 3295
- [19] Liu K, Zhang S Y, Gu W 2012 *Modern Electronics Technique* **35** 7 (in Chinese) [刘坤, 张松勇, 顾伟 2012 现代电子技术 **35** 7]
- [20] Rife D R, Boorstyn R T 1974 *IEEE Transactions on Information Theory* **20** 591

Study on the sensitivity of laser-pumped cesium atomic magnetometer*

Li Nan Huang Kai-Kai Lu Xuan-Hui[†]

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China)

(Received 11 March 2013; revised manuscript received 21 March 2013)

Abstract

A cesium atomic magnetometer based on laser-pumped rf resonance has been investigated and demonstrated experimentally. Atoms are polarized and pumped to dark states by circularly polarized light. When there exists a magnetic field, the corresponding magnetization will be precessing around the magnetic field at Larmor frequency. By means of adding a resonant rf magnetic field, the atoms will be depolarized and absorb photons again. By detecting the spectrum of the transmitted light, one can obtain the information about the external magnetic field. We build an 894nm external cavity diode laser with a frequency stabilization device, and a low noise magnetic field measurement environment. After the optimization of the magnetometer parameter and closed-loop measurement, an ultimate sensitivity of $19 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ and an intrinsic sensitivity of $1.8 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ have been achieved with the spatial resolution smaller than 2 cm.

Keywords: optically pumping, Zeeman effect, ODMR, magnetometer

PACS: 32.80.Xx, 32.60.+I, 76.70.Hb, 07.55.Ge

DOI: 10.7498/aps.62.133201

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10874012, 10974177), and the International Collaboration of Science and Technology of China (Grant No. 2010DFA04690).

[†] Corresponding author. E-mail: xhlu@zju.edu.cn