

文章编号: 1671-7449(2012)06-0468-07

两种非屏蔽 SERF 原子磁强计实现方法及其比较

董海峰, 宣立峰, 卓超, 林宏波

(北京航空航天大学仪器科学与光电工程学院 惯性技术重点实验室
新型惯性仪表与导航系统技术国防重点学科实验室, 北京 100191)

摘要: 本文介绍了 SERF(无自旋交换弛豫)态原子磁强计基本原理和检测方法, 阐述了双光束交叉调制法和单光束分频调制法, 这两种现有的地磁场下 SERF 态原子磁强计获得三轴磁场信息的检测方法. 对两种方法在光路配置、零位偏置和灵敏度等方面的特性进行了比较, 总结了双光束交叉调制法在 y 轴锁零控制方面存在的难度, 得出了单光束分频调制的 z 轴方向灵敏度会随磁场减小而下降, 同样导致锁零精度下降的结论.

关键词: 原子; SERF 态; 磁强计; 双光束交叉调制; 单光束分频调制

中图分类号: O59; TH73 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1671-7449.2012.06.002

Two Unshielded SERF Magnetometer Schemes and Their Comparison

DONG Haifeng, XUAN Lifeng, ZHUO Chao, LIN Hongbo

(School of Instrumentation Science and Opto-Electronics Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China;
Science and Technology on Inertial Laboratory, Beijing 100191, China;

Fundamental Science on Novel Inertial Instrument and Navigation System Technology Laboratory, Beijing 100191, China)

Abstract: The basic theory and testing methods of SERF magnetometer are introduced. After describing two unshielded SERF magnetometer schemes, i. e. the dual-beam cross modulation scheme and the single-beam frequency division modulation scheme, the comparisons on optical path configuration, zero-bit offset and sensitivity are performed. Conclusively, the zero lock of dual-beam scheme in y axis is difficult and the sensitivity of single-beam scheme will decrease while the magnetic field decays, leading to the same problem that the zero lock precision declines.

Key words: atom; spin-exchange-relaxation-free (SERF); magnetometer; dual-beam cross modulation; single-beam frequency division modulation

0 引言

原子磁强计的检测方式包括瞬态检测和稳态检测两种方式, 其中瞬态检测主要通过测试原子自旋极化磁矩的拉莫尔进动频率, 获得总磁场的大小^[1]; 稳态检测通过线偏振光的转角或光强大小测量原子自旋极化率的稳态值, 获得一个或多个方向磁场的大小^[2-3]. 瞬态检测可以获得磁场的标量值, 因此测量结

* 收稿日期: 2012-08-21

基金项目: 国家自然科学基金(61074171, 61273067, 61121003), 北京市自然科学基金(3122025)和国家重大科学研究计划(2012CB934104)资助项目

作者简介: 董海峰(1973-), 男, 博士后, 副教授, 主要从事基于原子自旋和物质波干涉的新型原子器件、MEMS 加工工艺和器件等研究.

果不受平台转动的影响,具有很好的载体适应性.而稳态检测可以获得磁场的矢量信息,能更有效地实现磁源的解算.

两种检测方法的精度都受限于自旋交换弛豫带来的量子噪声,量子噪声的计算方法如下^[4]

$$\Delta B = \frac{1}{\gamma} \sqrt{\frac{v\delta}{V}}, \quad (1)$$

式中: ΔB 为原子磁强计的量子噪声,单位 $\text{T}/\text{Hz}^{1/2}$; γ 为电子的旋磁比,单位 Hz/T ; v 为原子的平均热运动速度,单位 m/s ; δ 为弛豫截面, $\delta \approx \delta_{se} + \delta_{sd} + \delta_{others}$, 其中 $\delta_{se} \approx 2 \times 10^{-14} \text{ cm}$, 比 δ_{sd} 高 2 个到 3 个数量级, δ_{others} 包括侧壁碰撞、磁场梯度等因素导致的等效弛豫截面,通过缓冲气体、镀膜、增大气室体积和梯度补偿的手段,可将这些参量控制到远小于 δ_{se} .

理论计算表明,当存在自旋交换弛豫时, K , Rb , Cs 的量子噪声均在 fT 量级附近,与气室的温度和体积相关.其中 Cs 原子在不同体积和不同温度下由自旋交换导致的量子噪声如图 1 所示.

由于自旋交换弛豫的限制,多年来原子磁强计的噪声始终没有突破 fT 量级的限制^[1,5,6]. 20 世纪 70 年代,普林斯顿大学 Happer 教授通过实验和理论分析了自旋交换碰撞频率远大于拉莫尔进动频率情况下碱金属磁共振谱线压窄的现象^[7-8]. 2002 年,普林斯顿大学 M. V. Romalis 研究小组将 Happer 教授的方法与原子磁强计的稳态检测相结合,首次实现了无自旋交换弛豫 (Spin-exchange relaxation free, SERF) 原子磁强计^[4],并在随后的实现中不断提高磁强计的分辨率,目前已经实现了 $0.16 \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$ 的检测分辨率,成为世界上检测精度最高的磁探测手段^[9-10].

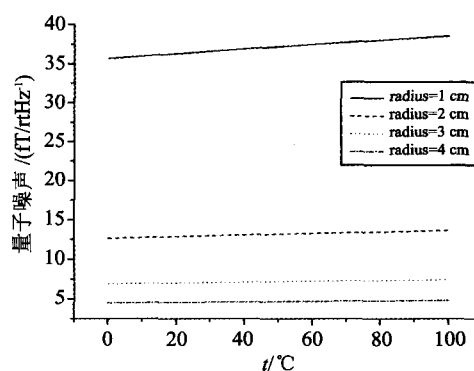


图 1 Cs 原子在不同体积和不同温度下的量子噪声

Fig. 1 Quantum noise of Cs atoms as a function of temperature in different volume

SERF 态原子磁强计的分辨率不仅远远超过了同样基于量子效应的隧道式磁强计^[11],而且达到甚至超过了占据超高精度磁测领域几十年的超导量子干涉磁强计 (SQUID). 另外, SERF 态原子磁强计不需要致冷,具有小型化和芯片化的潜力,目前原子磁强计芯片级原理验证的分辨率也达到 $5 \text{ fT}/\text{Hz}^{1/2}$ ^[12]. 超高精度原子磁强计目前已经用于基本物理验证^[13]、脑磁检测^[14]和材料科学研究^[15]等可屏蔽磁场探测领域,推动了这些领域的更新换代和前沿探索.

由于无自旋交换弛豫的基本条件是原子的拉莫尔进动频率远小于原子自旋交换碰撞频率,这就要求原子气室必须工作在微弱磁场下,因此限制了原子磁强计在非屏蔽环境中,比如地磁导航、地震监测、资源勘探和地质学中地磁场的测绘、反潜中水下异常场的探测、深空探测中星球和星际的磁场测量等领域的应用^[16-17]. 要想突破这一限制,就必须通过反馈的方式,利用外加磁场抵消环境磁场,使原子气室处在零磁场附近,同时通过反馈信号来检测外界磁场.对于原子磁强计来说,在磁屏蔽桶内主要检测单轴的磁场矢量,如果要进行闭环补偿的话,必须同时检测三轴磁场分量.目前存在两种利用原子自旋信号获得三轴磁场信息的检测方法,双光束交叉调制法和单光束分频调制法.

1 SERF 态原子磁强计的基本原理

1.1 SERF 态理论

SERF 态是指原子自旋交换弛豫被大幅压缩的一种状态,实现 SERF 态的基本条件是:原子自旋交换碰撞频率远大于拉莫尔进动频率.为了满足这一基本条件,通常需要使原子气室工作在微磁环境下,同时通过加热增大原子自旋交换碰撞频率.

对 SERF 态的基本解释如下:原子自旋交换弛豫产生的原因是两个超精细能级上的原子进动方向相反,极化后的原子主要布居在其中一个超精细能级上,原子自旋交换导致进动方向的交换,从而使进动

不一致,最终改变原子的极化状态.当原子处在微弱磁场下,进动频率很慢,而原子自旋交换频率又快时,在相对进动周期而言很短的时间内,原子发生多次自旋交换碰撞,导致所有的原子进动都被锁定在一个频率和方向,形成新的极化状态^[8],在此状态下的进动频率与磁场和极化率有关,如式(2)所示.

$$\omega_{serf} = \frac{\gamma}{q(p)}B, \quad (2)$$

式中: γ 为电子的旋磁比,单位 Hz/T; $q(p)$ 为减缓因子,无量纲; B 为外磁场的标量值,单位 T.

对于原子磁强计而言,SERF态从量子噪声和标度因子两个方面影响着器件的性能,如公式(1)所示,在没有实现SERF态之前,量子噪声主要由自旋交换弛豫截面 δ_{se} 决定,在实现SERF态之后,量子噪声主要由自旋碰撞弛豫截面 δ_{sd} 决定,与前者相比,自旋碰撞弛豫截面要小2个~4个数量级,因此实现SERF态可大幅降低器件的量子噪声^[4,18].

另一方面,原子磁强计的标度因子最优值可由式(3)表示,从中不难看出,随着原子自旋交换弛豫的消除,标度因子将会得到大幅提高.

$$S_{opt} \propto \frac{\gamma}{\delta} \approx \frac{\gamma}{\delta_{se} + \delta_{sd} + \delta_{others}}. \quad (3)$$

1.2 SERF态原子磁强计检测方法

SERF态原子磁强计一般通过检测原子自旋的稳态极化率获得磁场的大小.三个正交方向的稳态极化率与磁场的关系如式(4)~式(6)所示.

$$P_x = P_0 \frac{B_z B_x + B_y (R_{tot}/\gamma)}{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 + (R_{tot}/\gamma)^2}, \quad (4)$$

$$P_y = P_0 \frac{B_z B_y - B_x (R_{tot}/\gamma)}{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 + (R_{tot}/\gamma)^2}, \quad (5)$$

$$P_z = P_0 \frac{B_z^2 + (R_{tot}/\gamma)^2}{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 + (R_{tot}/\gamma)^2}, \quad (6)$$

式中: P_0 为总极化率,等效于没有磁场的情况下沿抽运光方向的磁场极化率,无量纲; B_x , B_y 和 B_z 是磁场沿三个正交方向的分量,单位:T; R_{tot} 是抽运率和弛豫率的和,单位:1/s; γ 是电子的旋磁比,单位:Hz/T.

从式(4)~式(6)可以看出,通过检测原子极化率,可以实现磁场的检测,尤其是在零磁场附近, x 方向的极化率与 y 方向的磁场成线性关系, y 方向的极化率与 x 方向的磁场成线性关系.因此在SERF态原子磁强计的检测中,通常采用正交光路配置,在抽运光垂直方向,设置一路线偏振检测光,通过检测光的旋转角获得该方向的极化率信息,从而得到与抽运光和检测光垂直方向的磁场矢量^[3,4,9-10].由于正交光路配置存在系统复杂,需要保证光束的交汇和正交、有效作用路径较短、难以芯片化等缺点,因此也有研究者直接通过检测抽运光的光强来得到抽运光方向的极化率信息^[19,20],该方法的缺点是抽运光方向极化率与正交方向磁场的关系是吸收曲线,在开环下不能区分 B_x 和 B_y ,另外在零磁场附近输入输出不存在线性关系.

2 地磁场下 SERF 态原子磁强计实现方法比较

虽然SERF态原子磁强计一般只检测单方向的磁场矢量,但仔细分析式(4)~式(6)不难看出,各方向的极化率与3个方向的磁场分量都有关,因此理论上有可能通过单方向的极化率检测获得3个方向的磁场分量,需要克服的难点是如何实时获取单光束中携带的三轴磁场矢量信息.目前可见的报道中主要有两种检测方法,一种通过抽运光垂直方向的极化率获得三轴磁场分量^[3],一种通过抽运光方向的极化率获得磁场分量^[20],本部分对这两种方法进行介绍和比较.

2.1 双光束交叉调制法

双光束交叉调制法的基本配置如图2所示,抽运光为圆偏振光,一般为 D_1 线,沿 z 方向;检测光沿

x 方向,通常为 D_1 线和 D_2 线之间的线偏振光,检测光的转角通过 PBS 进行测试. 这种配置一般来说只能用于 y 轴磁场分量的检测. 交叉调制法在 x 和 z 方向分别加一个调制磁场信号,将调制后的信号代入式 (4) 可得

$$P_x = P_0 \frac{(B_z + B_z^{\text{mod}} \sin(\omega_z t))(B_x + B_x^{\text{mod}} \sin(\omega_x t)) + B_y(R_{\text{tot}}/\gamma)}{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 + (R_{\text{tot}}/\gamma)^2}, \quad (7)$$

式中: B_z^{mod} 和 B_x^{mod} 分别是沿 z 方向和 x 方向的调制磁场幅值,单位: T, ω_z 和 ω_x 分别是沿 z 方向和 x 方向的调制磁场频率,单位: rad/s.

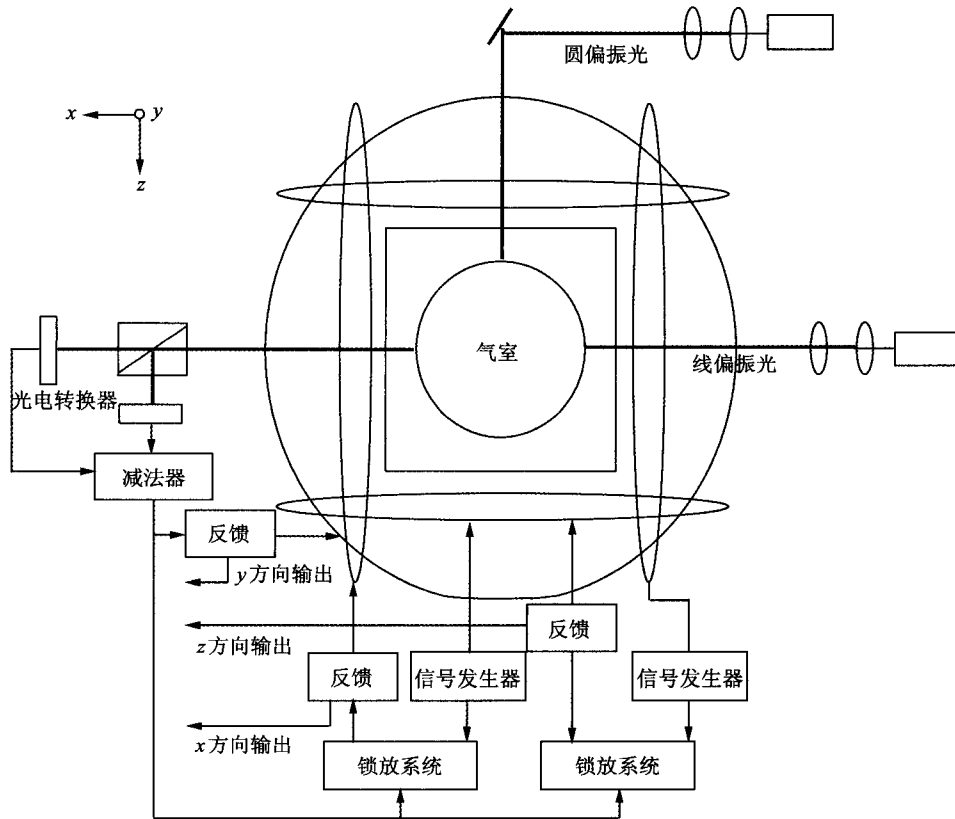


图 2 双光束交叉调制方法的基本配置图^[3]

Fig. 2 Experimental scheme of dual-beam cross modulation method

从式 (7) 可以看出, B_x , B_y 和 B_z 与 P_x 的关系均为色散曲线,考虑到零磁场附近的测量,并将高阶小量略去,式(7)可化简为

$$P_x = \frac{P_0}{B_{\text{equi}}^2} [(B_{\text{equi}} B_y + B_x B_z + B_x^{\text{mod}} B_z \sin(\omega_x t) + B_z^{\text{mod}} B_x \sin(\omega_z t))], \quad (8)$$

式中: $B_{\text{equi}} = R_{\text{tot}}/\gamma$ 单位: T.

从式(8) 可以看出, P_x 中的直流信号分量与 B_y 成线性关系,角频率为 ω_z 的信号分量与 B_z 成正比,角频率为 ω_x 的信号分量与 B_x 成正比,因此通过低通滤波,以及 x 方向和 z 方向的交叉调制,即可获得 B_x , B_y 和 B_z 3 个正交方向的磁场分量大小.

2.2 单光束分频调制法

单光束分频调制法的基本配置如图 3 所示,只采用一束圆偏振的抽运光,在 3 个正交的线圈上分别采用 3 个不同的频率进行调制,然后采用锁相放大器对光电探测器得到的光强信号进行对应频率的解调,以获取 3 个方向的磁场分量. 单光束抽运方法光路简单,易于芯片化实现. 其精确数学模型需要同

时考虑频率响应和线宽的变化. 但是在零磁场附近, 简单的微分模型也可以较好地反映输入输出之间的关系. 微分模型下各方向经锁相放大解调后的输出如式(9)所示

$$\begin{bmatrix} \text{Output}_x \\ \text{Output}_y \\ \text{Output}_z \end{bmatrix} = P_0 \cdot PD_0 (1 - e^{-OD}) \begin{bmatrix} -2 \frac{B_z^2 + B_{\text{equi}}^2}{(B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 + B_{\text{equi}}^2)^2} B_x^{\text{mod}} B_x \\ -2 \frac{B_z^2 + B_{\text{equi}}^2}{(B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 + B_{\text{equi}}^2)^2} B_y^{\text{mod}} B_y \\ 2 \frac{B_x^2 + B_y^2}{(B_x^2 + B_y^2 + B_z^2 + B_{\text{equi}}^2)^2} B_z^{\text{mod}} B_z \end{bmatrix}, \quad (9)$$

其中等号的左边为经过原子气室的抽运光光强信号对各个方向磁场的微分, 对应 3 个不同频率的解调信号; 等号右边的各个符号分别为: PD_0 是激光的原始光强, 即没有任何原子吸收情况下的光强信号, 单位 W 或 V; OD 是光学深度, 无量纲; $B_{\text{equi}} = R_{\text{tot}}/\gamma$, 单位: T.

从式(9)可以看出, 在零磁场附近单光束分频调制的输出信号与 3 个正交方向的磁场矢量成线性关系, 其比例因子取决于原始光强, 总极化率和光学深度.

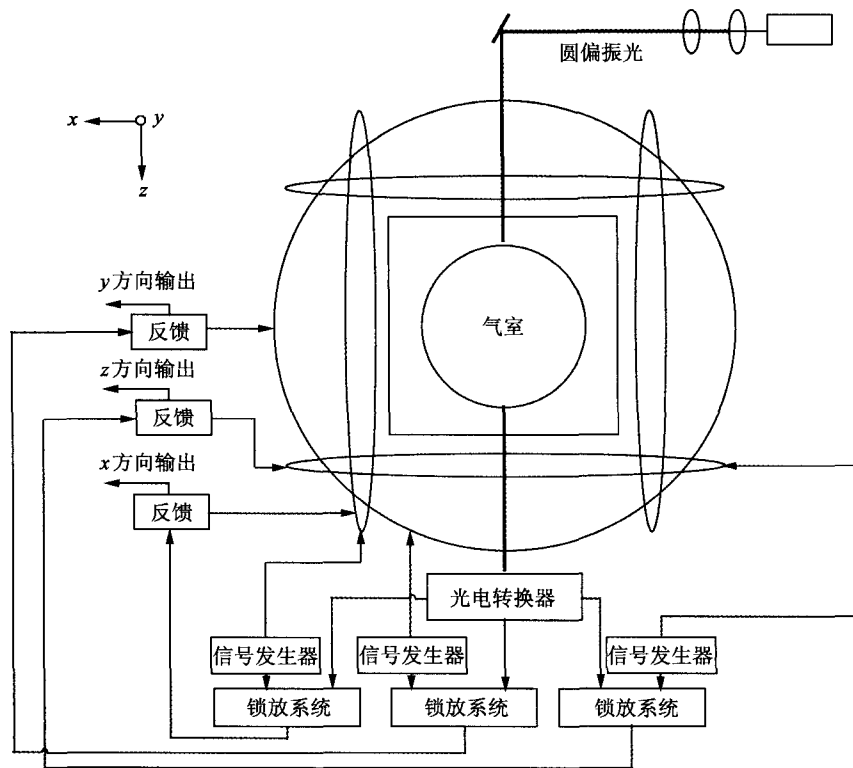


图 3 单光束分频调制方法的基本配置图^[20]

Fig. 3 Experimental scheme of single-beam frequency division modulation method

2.3 两种方法的比较

表 1 从光路配置、检测电路、芯片化制备、理论分辨率等方面对上述两种方法进行了对比. 单光束分频调制法具有光路配置简单、易于芯片化实现的优点, 但是其检测电路需要 3 套锁放系统, 比双光束交叉调制方法稍复杂. 就零位偏置而言, 单光束分频调制在 3 个方向均为零, 而双光束交叉调制在 y 方向检测存在零位的输出量, 该输出量又与另外两个方向的磁场大小有关, 这就给 y 轴的锁零控制带来了麻烦. 另外由于检测的是直流分量, 因此即便将理论的输出偏置归零, 仍然会产生零位的输出偏置, 其中光强检测的偏置量为无极化时的输出光强, 偏振角检测的偏置量为起偏器与检偏器之间的初始夹角.

为了比较两种方法的灵敏度, 同样采用光强检测的方法对双光束交叉调制方法的输出信号, 即 x 轴

的自旋极化率进行检测,并考虑光学深度远小于 1 的情况.此时将式(8)代入光强与极化率的关系式 $PD_{output} \approx PD_0(1 - e^{-OD}) \times P_z + C_0^{[20]}$,可得

$$PD_{output} = P_0 \cdot PD_0(1 - e^{-OD}) \cdot \left[\frac{1}{B_{equi}}B_y + \frac{1}{B_{equi}^2}B_x^{mod}B_z\sin(\omega_x t) + \frac{1}{B_{equi}^2}B_z^{mod}B_x\sin(\omega_z t) \right] + C_0, \quad (10)$$

式中: C_0 是输出的偏置量,等于极化率为零时的输出.

表 1 两种非屏蔽 SERF 磁强计实现方法比较
Tab.1 Comparison between the two implementation methods

		双光束交叉调制	单光束分频调制
光路配置 芯片化制备 检测电路		正交双光束 难 2 个锁放	单光束 容易 3 个锁放
零位偏置		x, z 方向为零, y 方向正比于 B_xB_z	x, y, z 方向均为零
理论灵敏度 $B_{x,y,z} \ll B_{equi}$	x 方向	$k \frac{B_z^{mod}}{B_{equi}^2}$	$2k \frac{B_x^{mod}}{B_{equi}^2}$
	y 方向	$k \frac{1}{B_{equi}}$	$2k \frac{B_y^{mod}}{B_{equi}^2}$
	z 方向	$k \frac{B_x^{mod}}{B_{equi}^2}$	$2k \frac{B_z^{mod}}{B_{equi}^2} \frac{B_x^2 + B_y^2}{B_{equi}^2}$
注: $k = P_0 \cdot PD_0(1 - e^{-OD})$			

表 1 中分别列出了 $B_{x,y,z} \ll B_{equi}$ 情况下两种检测方案在 x, y, z 3 个方向的灵敏度,从中可以看出,对于单光束分频调制,当磁场逐渐收敛到零时, z 轴方向的灵敏度会显著下降,最终也会影响在该方向的锁零精度.

3 总 结

从光路配置、零位偏置和灵敏度等方面比较了两种非屏蔽原子 SERF 态磁场测量方法.从磁场锁零的角度看,双光束方法的难点是 y 轴方向的交叉耦合影响锁零精度,单光束分频调制方法的难点是 z 轴方向灵敏度随磁场减小而下降,最终导致锁零精度下降的问题.

参考文献:

[1] Groeger S, Bison G, Schenker J L, et al. A high-sensitivity laser-pumped Mx magnetometer[J]. Eur. Phys. J. D, 2006, 38(2): 239-247.

[2] Song X, Dong H, Fang J. Chip-scale atomic magnetometer based on SERF[A]. IEEE International Conference on Nano/ Micro Engineered and Molecular Systems, Shenzhen, China, 5-8 Jan. 2009. 231-234.

[3] Seltzer S J, Romalis M V. Unshielded three-axis vector operation of a spin-exchange-relaxation-free atomic magnetometer [J]. Applied Physics Letters, 2004, 85(20): 4804-4806.

[4] Allred J C, Lyman R N, Kornack T W et al. High-sensitivity atomic magnetometer unaffected by spin-exchange relaxation [J]. Physical Review Letters, 2002, 89(13): 130801.

[5] Budker D, Kimball D F, Rochester S M, et al. Sensitive magnetometry based on nonlinear magneto-optical rotation[J]. Physical Review A, 2000, 62(4): 043403-043409.

[6] Acosta V, Ledbetter M P, Rochester S M, et al. Nonlinear magneto-optical rotation with frequency-modulated light in the geophysical field range[J]. Physical Review A, 2006, 73(5): 053404- 053411.

[7] Happer W, Tang H. Spin-exchange shift and narrowing of magnetic resonance lines in optically pumped alkali vapors[J]. Physical Review Letters, 1973, 31(5): 273-276.

[8] Happer W, Tam A C. Effect of rapid spin exchange on the magnetic-resonance spectrum of alkali vapors[J]. Physical Re-

- view A, 1977, 16(5): 1877-1891.
- [9] Kominis I K, Kornack T W, Allred J C, et al. A subfemtotesla multichannel atomic magnetometer[J]. *Nature*, 2003, 422 (6932): 596-599.
- [10] Dang H B, Maloof A C, Romalis V. Ultrahigh sensitivity magnetic field and magnetization measurements with an atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(15): 151110.
- [11] 龙志峰, 薛实福, 李庆祥. 电子隧道传感器的原理、现状与发展[J]. *光学 精密工程*, 1998, 6(2): 4-5.
Long Zhifeng, Xue Fushi, Li Qingxiang. Principle and current development of electron tunneling sensor[J]. *Optics and Precision Engineering*, 1998, 6(2): 4-5. (in Chinese)
- [12] Griffith W C, Knappe S, Kitching J. Femtotesla atomic magnetometry in a microfabricated vapor cell[J]. *Optics Express*, 2010, 18(26): 27167-27172.
- [13] Smiciklas M, Brown J M, Cheuk L W, et al. New test of local lorentz invariance using a ^{21}Ne -Rb-K comagnetometer[J]. *Physical Review Letters*, 2010, 107(17): 171604-171608.
- [14] Johnson C, Schwindt P D D, Weisend M. Magnetoencephalography with a two-color pump-probe, fiber-coupled atomic magnetometer[J]. *Applied Physics Letters*, 2010, 97(24): 243703.
- [15] Romalis M V, Dang H B. Atomic magnetometers for materials characterization[J]. *Materials Today*, 2011, 14(6): 258-262.
- [16] Savukov I. *Advances in Optical and Photonic Devices*[M]. Jan-2010. Croatia: Intech, 2010: 329-352.
- [17] Balogh A. Planetary magnetic field measurements: missions and instrumentation[J]. *Space Science Reviews*, 2010, 152 (1): 23-97.
- [18] Seltzer S J. *Developments in Alkali-Metal Atomic Magnetometry*[D]. New Jersey, Princeton University, 2008.
- [19] Shah V, Knappe S, Schwindt P D D, et al. Subpicotesla atomic magnetometry with a microfabricated vapour cell[J]. *Nature Photonics*, 2007(1): 649-652.
- [20] Dong H, Fang J, Zhou B, et al. Three dimensional atomic magnetometry[J]. *European Physical Journal AP*, 2012, 57 (2): 21004.