

铷原子横向弛豫时间的测量方法比较研究

丁志超 袁 杰 李莹颖 冯 伟 汪之国*

国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073

摘要 为测量短暂的碱金属原子横向弛豫时间,分析了改进了的自由感应衰减法、磁共振展宽拟合法以及旋转坐标系下的横向磁矩分量比值拟合法三种测量方法。并设计了实验装置,用这三种方法对 $10\ \mu\text{s}$ 量级的铷原子横向弛豫时间进行了测量。测量结果表明,这三种方法的精度皆可达 $1\ \mu\text{s}$ 量级。通过对这三种方法的测量环境分析,改进了的自由感应衰减法和比值拟合法的测量值可以直接作为一般的原子磁力仪的参数使用,展宽拟合法可以用于研究无光条件下的碱金属原子弛豫机制。

关键词 原子与分子物理学; 横向弛豫时间; 磁共振; 原子磁力仪; 自由感应衰减

中图分类号 O562

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0602002

Comparative Research of Measuring Methods of Rubidium Atom Transverse Relaxation Time

Ding Zhichao Yuan Jie Li Yingying Feng Wei Wang Zhiguo

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

Abstract In order to accurately measure the short transverse relaxation time of alkali-metal atoms, three measuring methods are analyzed, which are modified free induction decay method, broadening-fitting method of magnetic resonance response curve and ratio-fitting method of transverse component of the magnetic moment in the rotating coordinate system. The transverse relaxation time of rubidium atom vapor in a cell in the magnitude of $10\ \mu\text{s}$ is measured with the above three methods. Experimental results show that these three methods can reach the precision in the magnitude of $1\ \mu\text{s}$. Through analyzing the experimental condition, the modified free induction decay method and ratio-fitting method can give accurate transverse relaxation time for atomic magnetometer. And broadening-fitting method can be used to research the relaxation mechanism without light.

Key words atomic and molecular physics; transverse relaxation time; magnetic resonance; atomic magnetometer; free induction decay

OCIS codes 020.1335; 260.5430; 260.2110; 300.6210

1 引 言

碱金属原子的横向弛豫时间是碱金属原子磁力仪性能的一个重要表征量,它决定了磁力仪的极限灵敏度^[1-3]。为获取较高的灵敏度,通常希望碱金属原子的横向弛豫时间尽可能长。然而,横向弛豫时间越长,原子磁力仪对磁场频率响应的带宽越小^[4]。短暂横向弛豫时间的原子磁力仪在测量高频磁场信号且对灵敏度要求不是特别高的场合有其特有的优势,如地磁场矢量的测量^[5]。另一方面,在研究碱金属原子与稀有气体原子核的自旋交换机制时,碱金属原子的横向弛豫时间的信息量极大^[6-7]。由于稀有气体的存在,碱金属原

收稿日期: 2014-12-12; 收到修改稿日期: 2015-01-20

基金项目: 国家自然科学基金(61475192)、国防科学技术大学科研计划项目(JC140702)

作者简介: 丁志超(1991-),男,硕士研究生,主要从事激光与光电子技术方面的研究。E-mail: dingzc1991@qq.com

导师简介: 袁 杰(1977-),男,博士,教授,主要从事激光与光电子技术方面的研究。E-mail: jieyuan@nudt.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: maxborn@nudt.edu.cn

子的横向弛豫时间会较大程度地降低^[8]。基于这些原因,对短暂横向弛豫时间的测量显得特别的重要。

然而,当横向弛豫时间达到 10 μs 量级时,传统的自由感应衰减法^[9]不易实现,需考虑采用其它的测量方法。对比分析了改进了的自由感应衰减法、磁共振展宽拟合法^[10](展宽拟合法)以及旋转坐标系下的横向磁矩分量比值拟合法^[4](比值拟合法),并在实验上采用这三种方法对 10 μs 量级的铷原子横向弛豫时间进行了测量。这三种方法结构简单,易于实现,精确度较高,对短暂横向弛豫时间的测量各有其独特的优势。

2 原 理

对于充有碱金属原子的气室,当沿某一方向(设定为 z 轴方向)施加恒定磁场 B_0 时,塞曼能级沿 z 轴方向分裂。当碱金属原子介质达到平衡态时,原子数在塞曼子能级上服从玻尔兹曼分布,各能级的粒子数不同,在宏观上表现为沿 z 轴方向的磁化强度 M_0 。由于在恒定磁场作用下,能级分裂很小,即各能级的粒子数相差很小, M_0 很小。为了获取较大的 M_0 ,需要沿 z 方向极化碱金属原子,一般采用光抽运的方法^[11]。虽然一些弛豫机制会导致 M_0 衰减,但在抽运光与弛豫机制的共同作用下,平衡状态下, z 轴方向的磁化强度 M_0 将提高数个量级。

当在 z 轴方向施加恒定磁场 B_0 的同时,在 x 轴方向施加驱动磁场 $B_x = 2B_1 \cos(\omega_a t)$, $2B_1$ 为驱动磁场的幅值, ω_a 为驱动磁场的角频率。选取以 ω_a 为角频率,绕 z 轴顺时针旋转的旋转坐标系,将实验室坐标系下的磁化强度表示为 $[M_x(t), M_y(t), M_z(t)]^T$,将旋转坐标系下的磁化强度表示为 $[M_{x'}(t), M_{y'}(t), M_z(t)]^T$ 。则^[12]:

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

旋转坐标系下磁化强度的演变用布洛赫方程描述如下:

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

式中 $\Delta\omega = \gamma B_0 - \omega_a$, T_2 为横向弛豫时间, T_1 为纵向弛豫时间, γ 为碱金属原子的旋磁比。稳态时,

$\frac{dM_{x'}(t)}{dt} = \frac{dM_{y'}(t)}{dt} = \frac{dM_z(t)}{dt} = 0$, 很容易解得:

$$\begin{cases} M_{x'}(t) = M_0 \frac{\Delta\omega T_2^2 \gamma B_1}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \\ M_{y'}(t) = M_0 \frac{T_2 \gamma B_1}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \\ M_z(t) = M_0 \frac{1 + (\Delta\omega T_2)^2}{1 + (\Delta\omega T_2)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \end{cases} \quad (3)$$

2.1 自由感应衰减法

根据(2)式可得,当在 x 方向施加一段时间驱动磁场后, x-y 平面存在一定的磁化强度。若突然撤除驱动磁场,磁化强度横向分量将绕着 B_0 进动,进动的频率 $\omega_0 = \gamma B_0$ 。同时,由于弛豫机制的影响,横向的磁化强度将以 T_2 为特征常数指数衰减。探测衰减信号即可得到 T_2 。

传统的自由感应衰减法是在 $t=0$ 到 $t=\tau$ 时间段施加驱动磁场 $B_x = 2B_1 \cos(\omega_0 t)$, 要求 $\tau \ll T_2$ (在施加脉冲时间段可以不计弛豫的影响), 且 $\tau = \frac{\pi/2}{\gamma B_1}$, 也称 $\pi/2$ 脉冲法^[9]。将此条件代入(2)式中, 易得 τ 之后 $M_x(t)$ 的演变如下:

$$M_x(t) = M_0 \sin(\omega_0 t) \exp[-(t-\tau)T_2] \quad (4)$$

采用 $\pi/2$ 脉冲法可以使横向磁矩自由进动时初始值达到最大值 M_0 。然而,如果测量的 $T_2 = 20 \mu\text{s}$, 设

施加的驱动磁场的周期数为 n 。则 $n \frac{2\pi}{\omega_0} \ll 20 \mu\text{s}$, $n \ll 20 \frac{\omega_0}{2\pi} \mu\text{s}$ 。若取 $\omega_0 = 2\pi \times 50 \text{ kHz}$, 则 $n \ll 1$, 这样脉冲无法施加; 若取 $\omega_0 = 2\pi \times 1 \text{ MHz}$, 则 $n \ll 20$, 可以取 $n = 2$, 脉冲勉强可以施加, 但此时要求较大的 $B_0 = \frac{\omega_0}{\gamma}$ 以及 $B_1 = \frac{B_0}{4n} = \frac{B_0}{8}$, 对磁场产生系统要求较高, 同时对探测器以及信号处理系统要求较高。

一种改进的方法是驱动磁场施加时间 $\tau \gg T_2$, 此种情况下, 横向磁矩自由进动时初始值为(3)式中的 $M_{y'}(t)$ 。由于一般情况下, $T_1 \approx 2T_2$ ^[13],

$$M_{y'}(t) \approx M_0 \frac{1}{1/(T_2 \gamma B_1) + 2T_2 \gamma B_1}, \quad (5)$$

当 B_1 满足 $T_2 \gamma B_1 = \frac{\sqrt{2}}{2}$, $M_{y'}(t)$ 取最大值 $\frac{M_0}{2\sqrt{2}}$, 虽然横向磁矩自由进动时初始值为 $\pi/2$ 脉冲法的 $\frac{1}{2\sqrt{2}}$, 但对 B_1 的要求为 $\pi/2$ 脉冲法 ($\omega_0 = 2\pi \times 1 \text{ MHz}$) 时的 $\frac{\sqrt{2}}{10\pi}$, 且可以选取 $\omega_0 = 2\pi \times 50 \text{ kHz}$, 大大降低了测量对系统的要求。

2.2 展宽拟合法

磁共振展宽拟合法测量的是 z 方向磁化强度 $M_z(t)$, 由(3)式中的最后一个等式给出。根据此等式可以计算得, $M_z(t)$ 的频率响应半峰全宽 $\Delta\omega_{1/2}$ 为^[10]:

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{2}{T_2} \sqrt{1 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2}, \quad (6)$$

当 $(\gamma B_1)^2 T_1 T_2 \ll 1$ 时, $\Delta\omega_{1/2} \approx \frac{2}{T_2}$, 测量 $M_z(t)$ 的频率响应半峰全宽即可得到 T_2 。然而, 当 $(\gamma B_1)^2 T_1 T_2 \ll 1$ 时, 由(3)式最后一个等式得, $M_z(t)$ 对不同频率的响应区别趋近于 0, 在噪声的干扰下, 无法测量到频率响应半峰全宽。若要能明显测量到频率响应半峰全宽, 则必须容忍一定的测量误差。

一种改进的方法是, 在能明显测量到频率响应半峰全宽的条件下, 选取多组 B_1 值, 测量对应的 $\Delta\omega_{1/2}$, 由于 $\gamma^2 T_1 T_2$ 为常数, 因此, 可以拟合得到 T_2 。这样可以在较大展宽深度下较精确地测量 T_2 , 降低了测量难度。

2.3 比值拟合法

由(3)式可得, 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 T_2 ^[4]:

$$\frac{M_{x'}(t)}{M_{y'}(t)} = T_2 \Delta\omega \quad (7)$$

测量时, 首先用扫频法得到实验条件下碱金属原子的共振频率 ω_0 , 然后驱动磁场频率 ω_a 选在 ω_0 附近的一系列值。将探测到的信号 $M_x(t)$ 分别用 $\cos(\omega_a t)$ 与 $\sin(\omega_a t)$ 解调后低通滤波, 即可得到 $M_{x'}(t)$ 与 $M_{y'}(t)$ 。由于采用了相干解调的方法获取 $M_{x'}(t)$ 与 $M_{y'}(t)$, 极大程度地消除了低频噪声的干扰, $M_{x'}(t)$ 与 $M_{y'}(t)$ 的精确度高。

比值拟合法对 B_0 与 B_1 没有特别的要求, 测量对系统要求较低, 容易实现。

3 实验装置

实验使用体积为 1 cm^3 的球形气室, 充的碱金属原子为 ^{87}Rb 原子, 同时在气室中充入了 1.3 kPa 自然氙和 12.0 kPa 的缓冲气体(氮气与氦气)。气室处于磁屏蔽的环境中。磁屏蔽能有效使气室周围的剩余磁场为 1 nT 左右。采用吹热气的方法对气室加热, 气室温度稳定控制在 $\pm 0.5 \text{ }^\circ\text{C}$ 。 x 轴方向与 z 轴方向的磁场由亥姆霍兹线圈产生。其中, z 轴方向施加恒定磁场 B_0 , 由稳流电路实现; x 轴方向施加驱动磁场 $2B_1 \cos(\omega_a t)$, 由锁相放大器经线圈驱动电路产生。抽运光和探测光由分布式反馈激光器产生, 工作频率为 ^{87}Rb 原子 D1 线跃迁共振频率。

采用自由感应衰减法与比值拟合法时, 利用光旋转的方法检测 x 轴方向的磁化强度^[14-15]。抽运光沿 z 轴方向首先经过起偏器与 $\lambda/4$ 波片后成为圆偏振光, 扩束准直后极化 ^{87}Rb 原子。探测光沿 x 轴方向经过起偏器与扩束准直装置后照射气室, 穿过气室后, 利用偏振分光镜与平衡探测器检测光信号。检测的光信号正

比于 x 轴方向的磁化强度。自由感应衰减法直接采集探测器检测到的光信号,采集卡的采样率设定为 1 MHz。比值拟合法将检测的光信号输入到锁相放大器,利用锁相放大器分别同相与正交解调并低通滤波得到 $M_x(t)$ 与 $M_y(t)$,然后采集锁相放大器的输出信号进行处理。

采用展宽拟合法时,利用光吸收的方法检测 z 轴方向的磁化强度^[5,15]。此时,撤除 x 轴方向的探测光, z 轴方向的圆偏振光既是抽运光也是探测光。当 z 轴方向的激光光强很大时, $M_z(t)$ 随 $\Delta\omega$ 变化而引起探测到的光强展宽很小,为明显探测到光强的展宽, z 轴方向激光功率调至采用自由感应衰减法与比值拟合法时的 1/20 左右。在 x 轴方向施加扫描磁场,由于 x 轴方向亥姆霍兹线圈的电感为 43 μH ,由信号发生器与亥姆霍兹线圈组成的电路回路总电阻为 103 Ω , x 轴方向亥姆霍兹线圈的扫描电流频率变化 20 kHz 时,感抗值变化 5.4 Ω ,可以近似认为扫频时, x 轴方向产生的扫描磁场强度不变。用光电二极管探测 z 轴方向的光强信号,它直接反映 $M_z(t)$ 的变化规律。实验装置如图 1 所示(PBS: 偏振分束器)。

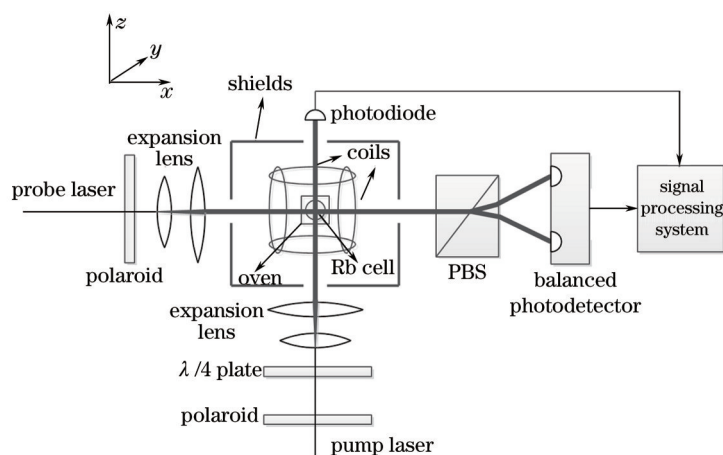


图 1 实验装置简图

Fig.1 Schematic of the experimental setup

4 实验结果

利用稳流电路产生恒定磁场 B_0 ,用扫频法得到 ^{87}Rb 原子的自由进动频率 $\omega_0 = \gamma B_0 = 2\pi \times 71.94 \text{ kHz}$ 。给气室加热,气室温度稳定控制在 90 $^\circ\text{C}$ 。首先采用改进了的自由感应衰减法测量 ^{87}Rb 原子的横向弛豫时间。驱动磁场的频率设定为 ω_0 ,观察探测到的 $M_x(t)$ 信号,同时改变 B_1 的值,使 $M_x(t)$ 信号最大。待信号稳定后撤除驱动磁场,采集 $M_x(t)$ 信号,得到图 2(a)中实线所示的自由衰减信号。用指数函数拟合自由衰减信号的幅值,拟合曲线为图 2(a)中的虚线,拟合结果为 $T_2 = 17.7 \mu\text{s}$ 。

再采用比值拟合法测量 ^{87}Rb 原子的横向弛豫时间。驱动磁场的频率 ω_a 设定为 ω_0 附近的一系列值,用锁相放大器分别同相与正交解调探测到的 $M_x(t)$ 信号,并低通滤波得到 $M_x(t)$ 与 $M_y(t)$ 。图 2(b)中的点为实验测得的 $\frac{M_x(t)}{M_y(t)}$ 与 $\Delta\omega$ 的对应关系。用线性函数拟合这些点,拟合曲线为图 2(b)中的实线。拟合结果为 $T_2 = 18.6 \mu\text{s}$ 。

最后采用展宽拟合法测量 ^{87}Rb 原子的横向弛豫时间。在 ω_0 附近扫描驱动磁场的频率 ω_a ,选取适当的扫描磁场的幅值,使能明显观察到展宽的 $M_z(t)$ 信号。采集光电二极管探测到的 $M_z(t)$ 信号,实验结果如图 2(c)中的点所示。由于 $M_z(t)$ 关于 $\Delta\omega$ 为洛伦兹函数,用洛伦兹函数拟合得 $\Delta\omega_{1/2} = 2\pi \times 9.99 \text{ kHz}$, $T_2 = \frac{2}{\Delta\omega_{1/2}} = 31.9 \mu\text{s}$ 。为了尽量消除测量误差,测量了三组不同 B_1 下对应的 $\Delta\omega_{1/2}$,实验结果如图 2(d)的点所示。用(6)式拟合这些点,拟合曲线为图 2(d)中的实线。拟合结果为 $T_2 = 35.9 \mu\text{s}$ 。

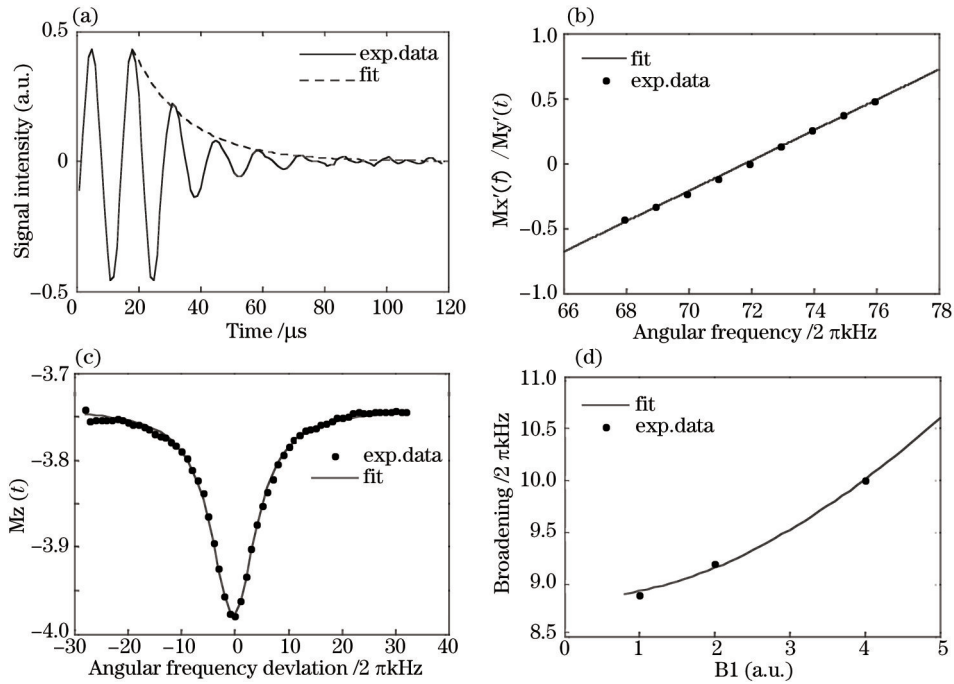


图2 不同方法测量的实验数据及其拟合曲线。(a)自由感应衰减法;(b)比值法;(c)展宽法;(d)不同 B_1 下的展宽
Fig.2 Experimental data and fitting curve of different measuring method. (a)Free induction decay method;
(b) ratio method; (c)broadening method; (d)broadening with different B_1

5 分析与讨论

碱金属原子的横向弛豫时间受温度、探测光频率与强度以及抽运光频率与强度等众多因素的影响,前面测量的 T_2 是在特定环境下的值。由于自由感应衰减法与比值拟合法探测的信号强度正比于 $M_z(t)$ ^[5],当 z 轴方向的抽运光强与实验中展宽拟合法的抽运光强量级相同时, $M_z(t)$ 很小,导致信号强度很小,信噪比低,测量误差较大。而当展宽拟合法的抽运光强与实验中自由感应衰减法和比值拟合法的抽运光强量级相同时,虽 $M_z(t)$ 变大引起吸收的光强变大,但探测到的光强的基底较大,观察不到明显的信号展宽。在保证测量精度的前提下,难以使这三种方法的测量环境相同。因此,没有使展宽拟合法与其它两种方法测量环境相同。

相比于比值拟合法的测量环境,改进了的自由感应衰减法不同之处是撤除了驱动磁场。然而,比值拟合法使用的驱动磁场很小,且磁场的均匀性十分好,驱动磁场对横向弛豫时间的影响可以忽略^[6]。因此,两种测量方法具有可比性。从实验结果可以看出,两种测量方法测出的 T_2 的偏差较小,互相验证了结果的准确性。两种方法都很容易实现,但都需要特定的设备。自由感应衰减法需要高速的信号采集设备,比值拟合法需要锁相放大器,可以根据具备的实验条件,选择其中一种方法。

展宽拟合法相比于前面两种方法,撤除了 x 轴方向的探测光,为了明显探测到信号展宽, z 轴方向激光功率为前面两种方法的 1/20 左右。此种环境下,减小了光对横向弛豫时间的影响,使得展宽拟合法相比于前面两种方法测量的 T_2 要较大。前面两种测量方法,测量环境与一般原子磁力仪工作时的环境相同, T_2 的测量值可以直接作为磁力仪的参数使用。展宽拟合法测量的 T_2 可以用于研究不考虑光的情况下的碱金属原子弛豫机制。

为了进一步验证改进了的自由感应衰减法与比值拟合法测量结果的准确性,通过改变温度和探测光强度来改变气室内铷原子的横向弛豫时间,然后分别用这两种方法测量横向弛豫时间,结果如表 1 所示。从实验结果可以看出,两种方法测量结果相差不超过 4 μs,且相差一般在 2.5 μs 以内。实验结果互相验证了这两种测量方法具有较高的精确度。

表1 不同横向弛豫时间的测量结果

Table 1 Experimental results of different transverse relaxation time

Method	Transverse relaxation time / μs					
Free induction decay	17.7	21.5	24.4	26.0	29.6	36.2
Ratio	18.6	25.3	26.5	28.2	30.7	36.1

6 结 论

用三种方法实现了对 $10 \mu\text{s}$ 量级的铷原子横向弛豫时间的测量。改进了的自由感应衰减法相比于传统的 $\pi/2$ 脉冲法,以小幅牺牲信号强度为代价,极大地降低了测量对系统的要求。对于展宽拟合法,通过测量几组不同 B_1 下 $M_2(t)$ 关于 $\Delta\omega$ 的展宽,可以消除展宽拟合法中 B_1 所带来的系统误差。比值拟合法巧妙地利用旋转坐标系下横向分量之间的比值关系,对 B_0 与 B_1 值的大小没有特别的要求。改进了的自由感应衰减法和比值拟合法的测量环境与一般原子磁力仪工作时的环境相同, T_2 的测量值可以直接作为磁力仪的参数使用。展宽拟合法测量的 T_2 可以用于研究不考虑光的情况下的碱金属原子弛豫机制。这三种方法结构简单,易于实现,通过对比验证以及理论分析,这三种方法的测量结果精确度都较高。

参 考 文 献

- 1 Savukov I M, Seltzer S J, Romalis M V, *et al.*. Tunable atomic magnetometer for detection of radio-frequency magnetic fields[J]. Phys Rev Lett, 2005, 95(6): 063004.
- 2 Smullin S J, Savukov I M, Vasilakis G, *et al.*. Low-noise high-density alkali-metal scalar magnetometer[J]. Phys Rev A, 2009, 80(3): 033420.
- 3 Liu Qiang, Zhuo Yannan, Sun Yudan, *et al.*. Influence of pump light frequency on the sensitivity of all-optical Cs atomic magnetometer[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(4): 042301.
刘 强, 卓艳男, 孙宇丹, 等. 抽运光频率对全光 Cs 原子磁力仪灵敏度的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(4): 042301.
- 4 Terao A, Ban K, Ichihara S, *et al.*. Highly responsive ac scalar atomic magnetometer with long relaxation time[J]. Phys Rev A, 2013, 88(6): 063413.
- 5 Budker D, Kimball D J. Optical Magnetometry[M]. New York: Cambridge University Press, 2013.60-82, 319-335.
- 6 Babcock E D. Spin-exchange Optical Pumping with Alkali-Metal Vapors[D]. Madison: University of Wisconsin-Madison, 2005: 49-67.
- 7 Walker T G, Happer W. Spin-exchange optical pumping of noble-gas nuclei[J]. Rev Mod Phys, 1997, 69(2): 629-642.
- 8 Happer W, Jau Y Y, Walker T. Optically Pumped Atoms[M]. Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2010. 159-217.
- 9 Franzen W. Spin relaxation of optically aligned rubidium vapor[J]. Phys Rev, 1959, 115(4): 850-856.
- 10 Corney A. Atomic and Laser Spectroscopy[M]. Qiu Yuanwu, Han Quansheng, Zhang Qixiang Transl.. Beijing: Science Press, 1984: 442-457.
科 尼. 原子光谱学和激光光谱学[M]. 邱元武, 韩全生, 张绮香译. 北京: 科学出版社, 1984: 442-457.
- 11 Happer W. Optical Pumping[J]. Rev Mod Phys, 1972, 44(2): 170-238.
- 12 Eklund E J. Microgyroscope Based on Spin-Polarized Nuclei[D]. Irvine: University of California, 2008: 34-38.
- 13 Cates G D, Schaefer S R, and Happer W. Relaxation of spins due to field inhomogeneities in gaseous samples at low magnetic fields and low pressures[J]. Phys Rev A, 1988, 37(8): 2877-2885.
- 14 Budker D, Gawlik W, Kimball D F, *et al.*. Resonant nonlinear magneto-optical effects in atoms[J]. Rev Mod Phys, 2002, 74(4): 1153-1201.
- 15 Ding Zhichao, Li Yingying, Wang Zhiguo, *et al.*. Research of rubidium atomic magnetometer based on Faraday rotation detection[J]. Chinese J Laser, 2015, 42(4): 0408003.
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.
- 16 Cates G D, White D J, Chien T R, *et al.*. Spin relaxation in gases due to inhomogeneous static and oscillating magnetic fields[J]. Phys Rev A, 1988, 38(10): 5092-5106.

栏目编辑: 刘丰瑞