DOI: 10.19650/j.cnki.cjsi.J2311369

基于暗态扫频法的 Rb-Xe 自旋交换体系弛豫时间测量方法*

钱天予[1],郑锦韬[1],熊志强[2],罗 晖[1],汪之国[1]
(1. 国防科技大学前沿交叉学科学院 长沙 410073; 2. 华惯科技有限公司 长沙 410073)

摘 要:在^{87}Rb-^{129}Xe 自旋交换体系中,^{87}Rb 和^{129}Xe 弛豫时间的准确测量对于磁共振陀螺及磁力仪相关应用非常重要。针对该需求,分析了泵浦光与激励磁场对^{87}Rb 弛豫时间的影响以及暗态下的^{87}Rb 和^{129}Xe 自旋交换过程,并在理论分析基础上提出了暗态扫频测量方法。实现了对^{87}Rb 以及^{129}Xe 的纵向弛豫时间的测量。使用本方法测得了^{87}Rb 的横向弛豫时间和纵向弛豫时间分别为 1.36 和 5.18 ms,^{129}Xe 的纵向弛豫时间为 519 s,其拟合 R^2=0.999 9,具有极高的拟合优度。相较于以往的测量方法,暗态扫频法可以彻底消除泵浦光造成的磁场梯度的影响,具有高准确度的优点且操作简便。研究对磁共振陀螺及磁力仪的性能分析与标定具有较高的参考价值。

关键词:铷氙自旋交换体系;暗态扫频法;弛豫时间;磁场梯度
中图分类号:TH74 TN249 **文献标识码**:A **国家标准学科分类代码**:510.2

Measurement method for relaxation time of Rb-Xe spin exchange system based on dark state sweeping method

Qian Tianyu[1], Zheng Jintao[1], Xiong Zhiqiang[2], Luo Hui[1], Wang Zhiguo[1]
(*1. College of Advanced Interdisciplinary Studies, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China; 2. Huaguan Technology Co., Ltd., Changsha 410073, China*)

Abstract: In the ^{87}Rb-^{129}Xe spin exchange system, the accurate measurement of the relaxation times of ^{87}Rb and ^{129}Xe is crucial for applications related to nuclear magnetic resonance gyroscopes and magnetometers. In response to this requirement, the influences of pump light and excitation magnetic field on ^{87}Rb relaxation time, as well as the spin exchange processes of ^{87}Rb and ^{129}Xe in the dark state, are analyzed. Based on theoretical analysis, a dark state sweep frequency measurement method is proposed. The measurement of longitudinal relaxation time of ^{87}Rb and ^{129}Xe is achieved. The transverse relaxation time and longitudinal relaxation time of ^{87}Rb measured using this method are 1.36 and 5.18 ms, respectively. The longitudinal relaxation time of ^{129}Xe is 519 s, whose R-squared is 0.999 9 which has a very high goodness of fit. Compared with previous measurement methods, the dark state sweep method can completely eliminate the influence of magnetic field gradient caused by pump light, and has the advantages of high accuracy and easy operation. This article has high reference value for the performance analysis and calibration of nuclear magnetic resonance gyroscopes and magnetometers.

Keywords: Rb-Xe spin exchange system; the dark state sweep method; relaxation time; magnetic field gradient

0 引 言

^{87}Rb-^{129}Xe 自旋交换体系目前大量应用于弱磁探测[1-5]与核磁共振陀螺[6-9]等精密测量领域中。对该体系中的各项参数的准确测量对于样机性能分析十分重要,例如^{87}Rb 和的弛豫时间的测量是评估磁力仪和核磁共振陀螺极限性能的重要依据[10-13]。

收稿日期:2023-04-28 Received Date: 2023-04-28
*基金项目:国家自然科学基金(12174446)、湖南省杰出青年基金(2023JJ10050)项目资助

对于^{87}Rb 和^{129}Xe 来说,其弛豫时间都分为横向弛豫时间 T_2 和纵向弛豫时间 T_1,其中 T_1 的测量比 T_2 的测量更加能够反映体系的特征,因此,如何测量^{87}Rb 和^{129}Xe 的纵向弛豫时间 T_1 一直是该领域的重要问题。

目前,针对^{87}Rb 弛豫时间测量的主要方法有光脉冲法和自旋噪声法。其中,光脉冲法使用了持续时间为微秒量级的泵浦光和探测光交替照射气室,通过探测光光强的变化反映^{87}Rb 原子的极化强度和相干度,从而分别测量出^{87}Rb 的纵向和横向弛豫时间。Franzen[14] 于 1959 年提出的"暗态弛豫"法,被多次改进后用于测量^{87}Rb 的弛豫时间,以及 Gharavipour 等[15] 在此基础上提出的 ODSE 方法同样可以用于测量^{87}Rb 的弛豫时间。一方面,由于光脉冲法在实验过程中需要对泵浦光和探测光的持续时间及间隔做到精准的控制,因此该类方法对激光光源与光电探测器等试验设备提出了较高的要求。另一方面,光脉冲法交替性地打开和关断泵浦光,因此无法完全消除泵浦光对系统状态带来的影响。

自旋噪声法则是利用^{87}Rb 的自旋噪声谱来计算其弛豫时间,Katsoprinakis 等[16] 先将气室制备到近无自旋交换弛豫(spin-exchange relaxation free,SERF)态,再利用自旋噪声谱的线宽进行拟合,从而得到了^{87}Rb 的弛豫信息。但是该方法对气室状态的要求较高,并且在近 SERF 态下,^{87}Rb 的弛豫时间会随着外磁场的大小发生变化,因此该方法难以满足在较大磁场下工作的磁力仪或核磁共振陀螺中的弛豫时间测试需求。

^{129}Xe 的弛豫时间测量方法主要有反转恢复法和指数拟合法。其中,反转恢复法的原理是先使用 π 脉冲使^{129}Xe 的极化方向发生反转,在^{129}Xe 的极化方向恢复到热平衡态的过程中施加 π/2 脉冲,在垂直于主磁场方向上测量^{129}Xe 的极化强度,通过调整 π 脉冲和 π/2 脉冲之间的时间间隔得到^{129}Xe 的弛豫时间信息[17]。尽管反转恢复法操作简单,但往往需要让^{129}Xe 的极化反转数次,因此非常耗时。

指数拟合法则是在主磁场 z 轴方向上施加一个高频激励场[13,18],这样可以在^{129}Xe 的弛豫过程中直接监测^{129}Xe 的极化大小的变化,因此可以在单次弛豫过程中获取到^{129}Xe 的弛豫信息。但是使用该方法在解调 x 轴和 y 轴上的信号时,需要对信号的相位不断进行调整,因此测量及信号处理过程较为复杂。本文提出暗态扫频法,相较于传统的测量方法,在测量^{87}Rb 和^{129}Xe 的弛豫时间时能够完全剥离泵浦光的影响,从而消除其带来的测量误差,并且信号处理过程简单,操作相对简洁。

1　理论分析

1.1　Bloch 方程及求解

外界磁场与极化原子相互作用表现为原子磁矩绕外界磁场方向做拉莫尔进动。同时考虑这种相互作用以及原子的退极化(弛豫)过程,并假设在 z 轴(纵向)存在静磁场 $B_z = B_0$,则可以得到磁共振领域的 Bloch 方程[19-21]:

$$\dot{M}_x = \gamma(M_y B_z - M_z B_y) - M_x/T_2 \tag{1}$$

$$\dot{M}_y = \gamma(M_z B_x - M_x B_z) - M_y/T_2 \tag{2}$$

$$\dot{M}_z = \gamma(M_x B_y - M_y B_x) + (M_0 - M_z)/T_1 \tag{3}$$

式中:M_x、M_y 和 M_z 分别为原子系宗的宏观磁矩 $\boldsymbol{M}$ 在 x、y、z 方向上的分量;$\dot{M}_x$,$\dot{M}_y$ 和 $\dot{M}_z$ 是其时间导数;γ 是旋磁比;M_0 是稳态下的纵向磁矩;T_1 和 T_2 分别为极化原子的纵向和横向弛豫时间。为了在横向探测到宏观磁矩 M_x 和 M_y,可以在 x 方向上施加激励场 $B_x = B_1\cos\omega t$ 再做旋转坐标变换:

$$M_x = M'_x\cos\omega t + M'_y\sin\omega t \tag{4}$$

$$M_y = -M'_x\sin\omega t + M'_y\cos\omega t \tag{5}$$

此时激励场 B_x 也可以分解为与拉莫尔进动同向和反向的两个磁场分量 B_+ 和 B_-。由于反向分量 B_- 基本无法与极化原子发生共振,因此仅考虑同向分量 B_+ 的影响,并对 Bloch 方程求解后可以得到:

$$M'_x = M_0\frac{\gamma B_1 T_2^2\Delta\omega}{1 + (T_2\Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \tag{6}$$

$$M'_y = M_0\frac{\gamma B_1 T_2}{1 + (T_2\Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \tag{7}$$

$$M_z = M_0\frac{1 + (T_2\Delta\omega)^2}{1 + (T_2\Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1 T_2} \tag{8}$$

式中:$\Delta\omega$ 为激励场 B_x 的振荡频率 ω 与原子拉莫尔进动频率 $\omega_{B_0} = \gamma B_0$ 之间的失谐量。可以利用式(6)~(8)来获得^{87}Rb 和^{129}Xe 的弛豫时间信息。

1.2　^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb} 测量

对于^{87}Rb 来说,使用暗态扫频法需要先测得其横向弛豫时间 T_2^{Rb},才能继续测量其纵向弛豫时间 T_1^{Rb}。首先,可以通过联立式(6)与(7),令 $M_\perp = \sqrt{M'^2_x + M'^2_y}$,则有:

$$M_\perp = M_0\frac{\gamma B_1 T_2^{Rb}\sqrt{1 + (T_2^{Rb}\Delta\omega)^2}}{1 + (T_2^{Rb}\Delta\omega)^2 + (\gamma B_1)^2 T_1^{Rb} T_2^{Rb}} \tag{9}$$

其中,由于激励场场强 $B_1 \ll B_0$,因此 $(\gamma B_1)^2 T_1^{Rb} T_2^{Rb} \ll 1$,这样可以对式(9)进行近似化简并得到:

$$M_\perp = M_0\frac{\gamma B_1 T_2^{Rb}\sqrt{1 + (T_2^{Rb}\Delta\omega)^2}}{1 + (T_2^{Rb}\Delta\omega)^2} \tag{10}$$

令 $M_\perp$ 信号的线宽(半高宽)为 $\Delta\omega_{1/2}$,则由式(10)可得:

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{2\sqrt{3}}{T_2^{Rb}} \tag{11}$$

因此,使用暗态扫频法在测量^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb} 时,可以无需区分横向宏观磁矩 M'_x 和 M'_y,通过直接

测量 $M_{\perp}$ 信号的线宽获得^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb}。

1.3 泵浦光功率对 T_2^{Rb} 的影响

在^{87}Rb 的横向弛豫过程中,泵浦光对系统额外造成的磁场不均匀性会影响 T_2^{Rb} 的测量,此时其极化强度的横向分量满足如下规律:

$$P_{\mathrm{Rb}} = P_0 \mathrm{e}^{-(R_{\mathrm{pump}}+R_{\mathrm{other}})t} \tag{12}$$

式中:R_{pump} 为泵浦光导致磁场不均匀性造成的退极化速率;R_{other} 为碰撞等其他因素造成的退极化速率。由 T_2^{Rb} 的定义可知:

$$T_2^{\mathrm{Rb}} = \frac{1}{R_{\mathrm{pump}} + R_{\mathrm{other}}} \tag{13}$$

而磁场不均匀性在一定范围内与泵浦光强呈线性关系,因此,可以将 R_{pump} 表示为:

$$R_{\mathrm{pump}} = \kappa P_{\mathrm{pump}} \tag{14}$$

式中:P_{pump} 为泵浦光功率;κ 为固定系数。综上,随着泵浦光光强的变化,^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb} 满足如下变化规律:

$$T_2^{\mathrm{Rb}} = \frac{1}{\kappa P_{\mathrm{pump}} + R_{\mathrm{other}}} \tag{15}$$

而为了更好地对实验数据进行线性拟合,可以将式(15)改写为:

$$\frac{1}{T_2^{\mathrm{Rb}}} = \kappa P_{\mathrm{pump}} + R_{\mathrm{other}} \tag{16}$$

从式(16)可以看出,随着泵浦光功率 P_{pump} 的变大,^{87}Rb 的横向弛豫速率 $1/T_2^{\mathrm{Rb}}$ 会随之增大。

1.4 ^{87}Rb 的纵向弛豫时间 T_1^{Rb} 测量

在已知 T_2^{Rb} 的条件下利用激励场 B_1 对信号线宽 $\Delta\omega_{1/2}$ 的功率展宽可以计算得到^{87}Rb 的纵向弛豫时间 T_1^{Rb}。由式(9)求得 $\Delta\omega_{1/2}$ 的解析解为:

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{2}{T_2^{\mathrm{Rb}}}\sqrt{(1+\eta B_1^2)\left[(1+2\eta B_1^2) + 2\sqrt{\eta^2 B_1^4 + \eta B_1^2 + 1}\right]} \tag{17}$$

其中 $\eta = \gamma^2 T_1^{\mathrm{Rb}} T_2^{\mathrm{Rb}}$,在不同场强 B_1 下测得对应的信号半高宽 $\Delta\omega_{1/2}$,就可以利用式(17)拟合得到 η 的值,进而计算得到 T_1^{Rb}。

1.5 ^{129}Xe 的纵向弛豫时间 T_1^{Xe} 测量

当关断泵浦光后,尽管^{87}Rb 和^{129}Xe 都开始进入弛豫过程,但是二者之间的自旋交换碰撞仍在持续发生。由于^{129}Xe 的弛豫时间远大于 ^{87}Rb,因此^{87}Rb 的极化强度会迅速衰减,这时候^{129}Xe 会通过碰撞将自身的极化转移到^{87}Rb 上,此时^{87}Rb 的极化强度 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{Rb}}$ 满足[22]:

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{Rb}} = \boldsymbol{P}_{\mathrm{Xe}} \frac{\boldsymbol{\Gamma}_{se}}{\boldsymbol{\Gamma}_{se} + \frac{1}{T_1^{\mathrm{Rb}}}}\left(1 - \mathrm{e}^{-\left(\boldsymbol{\Gamma}_{se}+\frac{1}{T_1^{\mathrm{Rb}}}\right)t}\right) \tag{18}$$

式中:$\boldsymbol{\Gamma}_{se}$ 为自旋交换泵浦速率。由于 $1/T_1^{\mathrm{Rb}} \gg \boldsymbol{\Gamma}_{se}$,因此式(18)可以近似为:

$$\boldsymbol{P}_{\mathrm{Rb}} = \boldsymbol{P}_{\mathrm{Xe}} \boldsymbol{\Gamma}_{se} T_1^{\mathrm{Rb}} \propto \boldsymbol{P}_{\mathrm{Xe}} \tag{19}$$

其中,$\boldsymbol{\Gamma}_{se}$ 和 T_1^{Rb} 不变时,在弛豫过程中^{87}Rb 的极化强度 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{Rb}}$ 与^{129}Xe 的极化强度 $\boldsymbol{P}_{\mathrm{Xe}}$ 呈线性关系,即 $\boldsymbol{M}_{\mathrm{Rb}}$ 与 $\boldsymbol{M}_{\mathrm{Xe}}$ 呈线性关系。此外,^{129}Xe 的极化还会在 z 轴上产生等效磁场 B_{Xe}[23]:

$$B_{\mathrm{Xe}} = -\frac{2}{3}\kappa_0 \mu_0 g_s \mu_B n_{\mathrm{Xe}} P_{\mathrm{Xe}}^z \tag{20}$$

式中:κ_0 为增强因子;μ_0 为真空磁导率;g_s 为朗德 g 因子;μ_B 为玻尔磁子;n_{Xe} 为^{129}Xe 的粒子浓度;P_{Xe}^z 为^{129}Xe 在 z 轴上的极化分量。等效磁场 B_{Xe} 与 z 轴上的 B_0 叠加后会改变^{87}Rb 的拉莫尔进动频率 ω_{B_0},产生的频移量为:

$$\delta\omega = \gamma B_{\mathrm{Xe}} \propto P_{\mathrm{Xe}}^z \tag{21}$$

利用式(19)和(21),可以在关断泵浦光后通过^{87}Rb 的信号峰值和频移来反映^{129}Xe 的极化强度,从而获得^{129}Xe 的弛豫时间信息。在^{129}Xe 的弛豫过程中,随着时间推移,其在 z 轴上其极化强度和等效磁场大小满足如下规律:

$$P_{\mathrm{Xe}}^z(t) = P_{\mathrm{Xe}}^z(0)\mathrm{e}^{-\frac{t}{T_1^{\mathrm{Xe}}}} \tag{22}$$

$$B_{\mathrm{Xe}}(t) = B_{\mathrm{Xe}}(0)\mathrm{e}^{-\frac{t}{T_1^{\mathrm{Xe}}}} \tag{23}$$

其中,$P_{\mathrm{Xe}}^z(0)$ 和 $B_{\mathrm{Xe}}(0)$ 是关断泵浦光开始扫频时(0 时刻)的极化强度和等效磁场大小。从而,由式(21)及式(22)可以得出^{87}Rb 的共振中心频率 ω_{Rb} 满足:

$$\omega_{\mathrm{Rb}}(t) = (\omega_0 - \omega_{B_0})\mathrm{e}^{-\frac{t}{T_1^{\mathrm{Xe}}}} + \omega_{B_0} \tag{24}$$

其中,ω_0 是关断泵浦光时刻对应的中心频率,此时纵向磁场 $B_z = B_0 + B_{\mathrm{Xe}}$。$\omega_{B_0}$ 为^{129}Xe 充分弛豫后,即 $B_{\mathrm{Xe}} = 0$ 时对应的中心频率。此外,还可以由式(19)得到的^{87}Rb 扫频信号峰值 A_{Rb} 的变化趋势:

$$A_{\mathrm{Rb}}(t) = A_0\mathrm{e}^{-\frac{t}{T_1^{\mathrm{Xe}}}} \tag{25}$$

联立式(24)与(25),还可以得到^{87}Rb 扫频信号中心频率 ω_{Rb} 与峰值 A_{Rb} 呈线性关系:

$$\frac{\omega_{\mathrm{Rb}}(t) - \omega_{B_0}}{A_{\mathrm{Rb}}(t)} = \frac{\omega_0 - \omega_{B_0}}{A_0} \tag{26}$$

从以上分析不难看出,对^{87}Rb 扫频信号的中心频率 ω_{Rb} 与峰值 A_{Rb} 进行 e 指数拟合,均可得到^{129}Xe 的纵向弛豫时间 T_1^{Xe}。

2 实 验

2.1 实验装置

本文使用的实验装置如图 1 所示,实验对象为一个边长 20 mm 的方形气室,内部充入了^{87}Rb 和^{129}Xe 气体以

及缓冲气体 N_2。气室被放置在加热框内部,加热温度为 90℃,其周围分布 3 组线圈,用于提供 x、y、z 轴 3 个方向的磁场。线圈外布置了 5 层圆柱形磁屏蔽筒,用于屏蔽外界的磁场扰动,磁屏蔽筒的 z 轴和 x 轴方向上开小孔分别可供泵浦光和探测光通过气室。

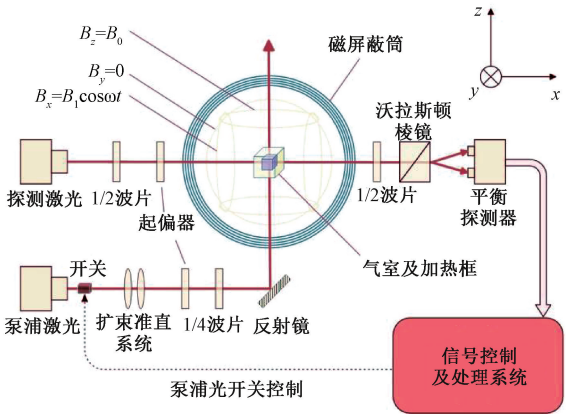

图 1　实验装置示意图

Fig. 1　Diagram of experimental device

实验泵浦光来自于一台 UniQuanta DFB 801-795 激光器,功率可调,中心频率为 795 nm;探测光来自于一台 UniQuanta DFB 801-780 激光器,工作功率固定在 500 μW,中心频率为 780 nm。泵浦光从激光器出射后先后经过扩束准直系统、起偏器和 1/4 波片,转化为左旋圆偏光后进入气室,用于将气室中的碱金属原子^{87}Rb 极化。探测光则经过 1/2 波片和起偏器后沿 x 轴进入气室,在气室中与被极化的^{87}Rb 原子相互作用发生旋光效应,随后经渥拉斯顿棱镜分束进入平衡探测器,从而获得探测光的法拉第旋转角信息。最后,由采集卡、锁相放大器和计算机等设备构成的信号控制及处理系统用于控制泵浦光激光器的打开与关断以及对数据进行记录和分析。

2.2　实验过程

为了获得^{87}Rb 的扫频信号,需要打开横向磁场 B_x 并在扫频区间[ω_1,ω_2]内连续改变其振荡频率 ω,此时在横向磁场 B_x 的驱动下,^{87}Rb 的顺磁共振(EPR)信号幅值反映了其横向磁矩 $M_\perp$ 的大小,信号幅值随时间的变化曲线即为扫频信号曲线,如图 2 所示。为了测量^{87}Rb 共振峰和中心频率的变化趋势,可以对^{87}Rb 进行连续扫频,即在扫频区间[ω_1,ω_2]内周期性重复地连续改变横向磁场 B_x 的频率。为了满足数据处理阶段的需求,此时需要保证扫频区间[ω_1,ω_2]的宽度应该略大于^{87}Rb 的共振中心频率的变化范围。试验中,扫频区间[ω_1,ω_2]的宽度为 $2\pi\cdot 3\,000$ Hz,每一次扫频过程记录 60 个数据点,每组连续扫频过程包含 200 次单次扫频,连续扫频过程总耗时约为 1 506 s。

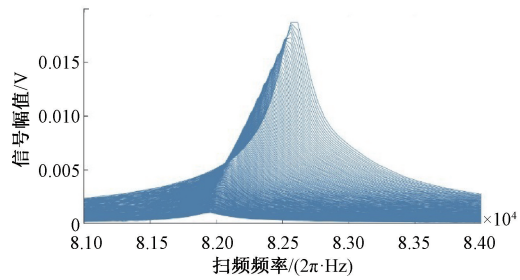

图 2　^{87}Rb 连续扫频信号(200 次)

Fig. 2　Continuous sweep signal of ^{87}Rb (200 times)

测量^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb} 时,需要先打开泵浦光,均匀照射气室 10 min 以上,使气室中的^{129}Xe 得到充分极化以保证在扫频时获得较高的信噪比,再关断泵浦光并开始扫频,最后通过式(9)拟合出^{87}Rb 扫频信号的频率半高宽 $\Delta\omega_{1/2}$。接下来,利用式(11)计算即可得到横向弛豫时间 T_2^{Rb}。从图 2 可以看到,每条扫频曲线都可以进行拟合得到线宽 $\Delta\omega_{1/2}$ 并用于计算 T_2^{Rb}。此外,扫频信号峰值会随着^{129}Xe 的弛豫不断下降,中心频率不断偏移,其变化趋势符合式(24)与(25)的推理结果。

为了验证泵浦光功率对^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb} 的影响,本文在打开泵浦光的条件下进行扫频,并通过改变泵浦光功率大小,得到了在不同泵浦光功率条件下的横向弛豫时间 T_2^{Rb}。测量^{87}Rb 的纵向弛豫时间 T_1^{Rb} 时,需要不断调整 B_1 的驱动电压幅值,在不同 B_1 强度条件下进行扫频,将所得信号半高宽 $\Delta\omega_{1/2}$ 与 B_1 强度利用式(17)进行拟合即可计算得到纵向弛豫时间 T_1^{Rb}。

为了测得^{129}Xe 的纵向弛豫时间 T_1^{Xe},需要在^{129}Xe 得到充分极化后关断泵浦光进行连续扫频。也可以先在横向施加一个脉冲激励磁场 B_1^{Xe}(π 脉冲),该激励磁场的振荡频率与^{129}Xe 的拉莫尔进动频率一致,并调整其脉冲时长使^{129}Xe 的极化方向刚好发生反转[17],随后关断泵浦光进行连续扫频。随着^{129}Xe 的弛豫,其极化强度会不断减弱,因此也会导致^{87}Rb 的扫频信号的强度和共振峰频率不断发生变化。对^{87}Rb 扫频信号的中心频率 ω_{Rb} 与峰值 A_{Rb} 进行 e 指数拟合,即可得到^{129}Xe 的纵向弛豫时间信息。

3　数据分析

3.1　^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb}

为了获得^{87}Rb 的横向弛豫时间,如图 3 所示,利用式(9)对^{87}Rb 扫频数据进行了拟合。由于扫频过程中远离共振中心频率的信号信噪比较低,对信号半高宽 $\Delta\omega_{1/2}$ 的计算没有太大贡献,为了尽可能准确地得到信号半高宽的数值,本文仅取出信号峰值附近的数据进行了拟合。

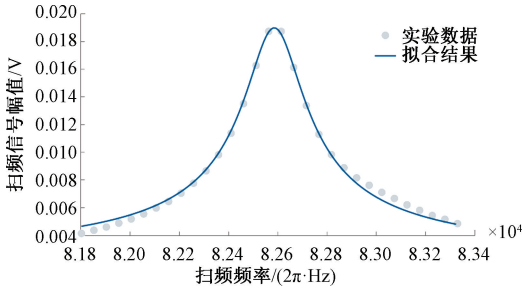

图 3 单次扫频信号拟合结果

Fig. 3 Fitting results of single sweep signal

为了尽可能满足式(10)近似条件,本文选择在 B_1=4.95 nT 的条件下进行了连续扫频实验。如图 4 所示,利用图 3 中单次拟合方法对连续扫频数据的前 50 条扫频曲线进行数据拟合后,得到了它们的线宽拟合结果。尽管信噪比随着弛豫不断降低,但仍然可以稳定地获得其拟合线宽,该 50 组数据的标准差仅为 2π·8.16 Hz。最后,根据式(11)计算出了^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb}=1.36±0.03 ms。

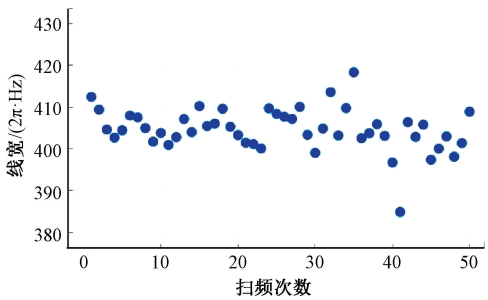

图 4 前 50 组扫频信号线宽 $\Delta\omega_{1/2}$ 拟合结果

Fig. 4 Fitting results of $\Delta\omega_{1/2}$ of the first 50 sweep signal

从图 3 的拟合结果可以看出,利用式(9)对扫频信号进行拟合时,存在一定误差。根据式(9)的形式进行分析,信号峰值左右两侧的曲线相互对称,而实验所得数据则表现出一定的非对称性。这种非对性主要来源于 3 个因素。

1)^{87}Rb 在共振峰附近存在 F=1 和 F=2 的两个超精细塞曼子能级共振峰,其对应的旋磁比 γ_1 与 γ_2 非常接近,因此在扫频信号峰右侧观察到测量值高于拟合结果的情况,这也是导致^{87}Rb 的共振信号非对称性的主要原因之一。

2)在 1.1 节求解 Bloch 方程式时,需要将施加在 x 轴上的激励场 B_1 分解成在 xy 平面分别按顺时针和逆时针旋转的两个旋转磁场分量 B_+ 和 B_-,本文只考虑了其中与^{87}Rb 拉莫尔进动方向同向的分量 B_+。然而实际情况是,另一个与之相反的分量 B_- 也会对^{87}Rb 的共振信号产生微弱的影响,这个影响会导致 x 轴与 y 轴上信号的非对称性,进而导致^{87}Rb 的共振信号的非对称性[24]。

3)^{87}Rb 的扫频过程一直伴随着^{129}Xe 的动态弛豫,因此^{87}Rb 的共振信号对应的峰值和中心频率会实时变化,这同样会在一定程度上导致扫频信号的非对称性。

3.2 泵浦光功率对 T_2^{Rb} 的影响

为了研究泵浦光对 T_2^{Rb} 的影响,需要在打开泵浦光的条件下对^{87}Rb 进行扫频,如图 5 所示,分别在不同泵浦光功率的条件下进行了实验,并得到了 $1/T_2^{Rb}$ 随泵浦光功率 P_{pump} 的变化趋势。

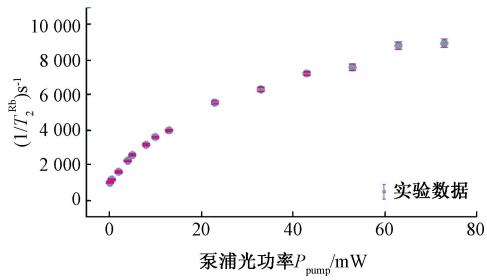

图 5 $1/T_2^{Rb}$ 与泵浦光功率 P_{pump} 的关系

Fig. 5 Relationship between $1/T_2^{Rb}$ and P_{pump}

从图 5 结果看出,$1/T_2^{Rb}$ 与泵浦光功率 P_{pump} 的关系并非如式(16)所示简单的线性关系,而是随着泵浦光功率不断增大趋于平缓。其原因是,当泵浦光穿过气室时,被^{87}Rb 原子吸收,从而破坏了^{87}Rb 原子的退极化过程,等效于引入了额外的弛豫机制,导致了式(16)中 R_{other} 也会随着泵浦光功率发生变化。因此,泵浦光对系统带来的影响会使^{87}Rb 弛豫时间的测量变得更加复杂,不利于实际应用,而本文提出的暗态扫频法则可以彻底排除掉泵浦光带对系统带来的影响,这也是该方法具备的显著优势之一。

3.3 ^{87}Rb 的纵向弛豫时间 T_1^{Rb}

为了得到^{87}Rb 的纵向弛豫时间 T_1^{Rb},如表 1 所示,分别在不同的扫频场 B_1 强度条件下进行了扫频,并通过式(9)进行拟合得到线宽。

表 1 不同的扫频场 B_1 强度条件下测得^{87}Rb 信号线宽 $\Delta\omega_{1/2}$

Table 1 $\Delta\omega_{1/2}$ of ^{87}Rb under different B_1 power

B_1/nT	4.95	8.25	11.55	14.85	55.00
$\Delta\omega_{1/2}$/(2π·Hz)	404	413	417	428	849

如图 6 所示,再利用式(17)进行拟合得到 η = 3.449 × 10^{-4} nT^{-2},将旋磁比 γ=2π·6.998 Hz/nT 和 T_2^{Rb}=1.36±0.03 ms 代入即可得到 T_1^{Rb}=5.18±0.11 ms。

通过与横向弛豫时间对比可以看到^{87}Rb 的纵向弛豫时间 T_1^{Rb} 大于横向弛豫时间 T_2^{Rb}。其原因是系统的某些

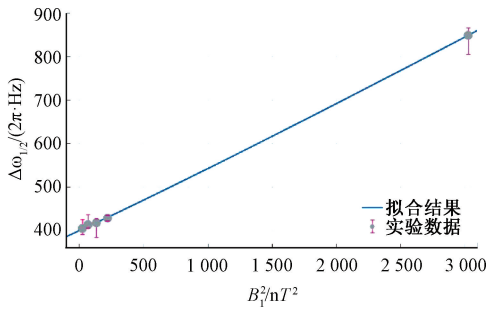

图 6　线宽 $\Delta\omega_{1/2}$ 随扫频场 B_1 强度变化拟合结果

Fig. 6　Fitting results of the relationship between $\Delta\omega_{1/2}$ and B_1

退相干机制仅仅破坏^{87}Rb 拉莫尔进动的相位,导致^{87}Rb 宏观极化矢量的横向分量比纵向分量衰减得更加迅速,最终导致横向弛豫速率 Γ_2 大于纵向弛豫速率 Γ_1。它们的关系可以表示为[25]:

$$\Gamma_2 = \Gamma_1 + \frac{R_{se}}{q_{se}} + R_{\Delta B} \tag{27}$$

式中:R_{se} 为原子自旋交换导致的弛豫速率;q_{se} 为与原子极化率和核自旋量子数相关的一个量;$R_{\Delta B}$ 为磁场梯度导致的弛豫速率。因此,最终表现为^{87}Rb 的横向弛豫时间 T_2^{Rb} 小于纵向弛豫时间 T_1^{Rb}。在 90℃时对 R_{se}/q_{se} 进行估计大约为 475 s^{-1}[24-26],而在本文试验中,关闭泵浦光之后 $R_{\Delta B}$ 接近于 0。将 T_1^{Rb} 的测量值 5.18 ms 代入式(27),可以计算得到 $\Gamma_2 = 668/\mathrm{s}$,即 $T_2^{\mathrm{Rb}} = 1.50$ ms。

该计算结果与 3.1 节中 T_2^{Rb} 的测量值($T_2^{\mathrm{Rb}} = 1.36$ ms)存在一定的偏差,其主要原因是实验过程中探测光以及剩余磁场引起的磁场梯度使得式(27)中的 $R_{\Delta B}$ 无法被完全消除,从而导致了 3.1 节中 T_2^{Rb} 的测量值略小于式(27)的计算结果。此外,实验过程中仍然存在一些较为复杂的误差因素造成了测量值和计算值的偏差,例如实验温控系统的波动、线圈常数的标定误差、^{87}Rb 两个子能级弛豫时间的差异[24]以及^{87}Rb 原子数密度的估算误差[27]等。因此,在暗态扫频法的基础上,进一步降低磁场梯度影响,并针对各项误差因素优化实验流程和条件,可以不断提高^{87}Rb 弛豫时间测量的准确性。

3.4　^{129}Xe 的纵向弛豫时间 T_1^{Xe}

对于每一组数据,都可以通过对信号峰值 $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ 和中心频率 $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$ 进行 e 指数拟合。此外,本文除了让^{129}Xe 自由弛豫,还在反转^{129}Xe 极化方向后再关闭泵浦光让^{129}Xe 进行弛豫,并分别在这两种初始条件下求出其纵向弛豫时间 T_1^{Xe}。

首先,在 $B_1 = 4.95$ nT 时进行扫频,并根据式(24)和(25)分别使用信号峰值 $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ 和中心频率 $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$ 进行 e 指数拟合,如图 7 所示。

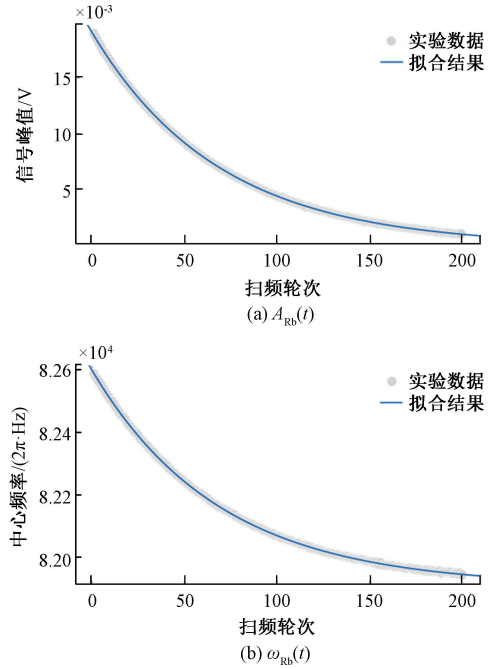

图 7　扫频信号峰值 $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ 与扫频中心频率 $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$ 的 e 指数拟合结果

Fig. 7　Fitting results by using $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ and $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$

图 7 中信号峰值 $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ 和中心频率 $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$ 拟合结果的 $R^2 = 0.999\,9$,具备极高的拟合优度。考虑拟合过程中存在拟合误差,以 95% 置信度对应的置信区间作为误差范围,最终拟合得出的纵向弛豫时间 T_1^{Xe} 分别为 518.6±2 s 和 519.3±4.3 s,二者体现出极高的一致性。

为了进一步验证式(26)的结果,对信号峰值 $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ 和中心频率 $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$ 进行线性拟合如图 8 所示。

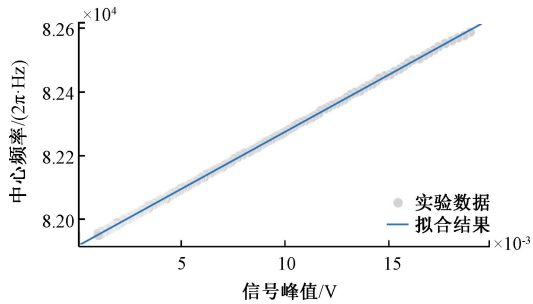

图 8　扫频信号峰值 $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ 与扫频中心频率 $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$ 的线性拟合

Fig. 8　Fitting results of the relationship between $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ and $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$

图 8 的拟合结果很好地符合了式(26)的理论推导,验证了信号峰值 $A_{\mathrm{Rb}}(t)$ 和中心频率 $\omega_{\mathrm{Rb}}(t)$ 的线性关系。此外,如图 9 所示,除了直接关断泵浦光使^{129}Xe 自由弛豫,还在反转^{129}Xe 极化方向后再关闭泵浦光使^{129}Xe 进行

弛豫,并求出其纵向弛豫时间 $T_1^{Xe}=515.8\pm2.6$ s。与未发生反转条件下的测试结果进行对比,其差值小于 1%,因此可以认为该方法在测量^{129}Xe 纵向弛豫时间 T_1^{Xe} 时对初始状态并不敏感。

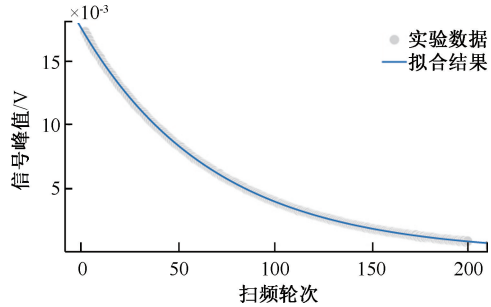

图 9 反转^{129}Xe 极化方向条件下进行弛豫,测得扫频信号的 e 指数拟合结果

Fig. 9 Exponential fitting results of sweep single under the polarization direction reversal

接下来,如图 10 所示,在 $B_1=1.65$ nT 的条件下重复了上述测量过程,在^{129}Xe 进行自由弛豫与反转^{129}Xe 极化方向后再进行弛豫时的纵向弛豫时间 T_1^{Xe} 分别为 520±15.9 s 和 510.2±5.5 s,尽管此时扫频信号的信噪比有所降低,但拟合结果依然体现出了较高的稳定性。

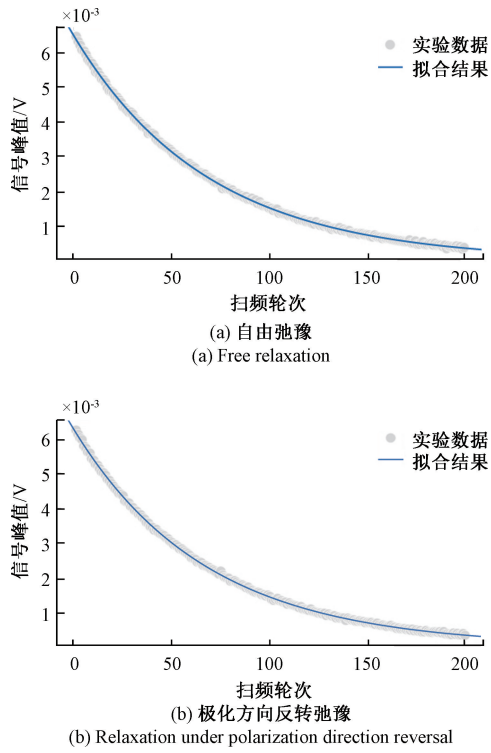

图 10 $B_1=1.65$ nT 时扫频信号的 e 指数的拟合结果

Fig. 10 Exponential fitting results of sweep single under $B_1=1.65$ nT

并且,由于暗态扫频法的本质是使用^{87}Rb 的信号测量^{129}Xe 的纵向弛豫时间,该方法对^{129}Xe 的弛豫状态扰动很小,因此在 $B_1=1.65$ nT 的条件下对扫频信号进行 e 指数拟合时,拟合结果同样具备极高的拟合优度($R^2>0.9995$)。

4 结 论

本文研究了泵浦光及扫频场对^{87}Rb 扫频信号线宽的影响,并在此基础上提出了暗态扫频法,利用线宽与弛豫时间的关系,实现了对^{87}Rb 纵向弛豫时间 T_1^{Rb} 的测量。此外,还研究了泵浦光关断后^{87}Rb 和^{129}Xe 的自旋交换过程,并利用^{87}Rb 的扫频信号提取出了^{129}Xe 的纵向弛豫时间 T_1^{Xe}。

暗态扫频法最大的特点是能够彻底消除泵浦光带来的磁场梯度影响以及在信号处理过程中不需要分离 x 轴和 y 轴方向上的信号。此外,使用该方法对 T_1^{Rb} 测量时不需要进行激光脉冲调制,而在测量 T_1^{Xe} 的过程中,对^{129}Xe 初始状态没有要求且扰动很小。因此,相较于传统方法,暗态扫频法对设备及实验条件要求较低,数据处理过程更加简洁,在保证了测量的准确度的同时具有更高的实用性。

参考文献

[1] YASHCHUK V V, GRANWEHR J, KIMBALL D F, et al. Hyperpolarized xenon nuclear spins detected by optical atomic magnetometry [J]. Physical Review Letters, 2004, 93(16): 160801.

[2] SAVUKOV I M, ROMALIS M V. NMR detection with an atomic magnetometer [J]. Physical Review Letters, 2005, 94(12): 123001.

[3] SAVUKOV I M, SELTZER S J, ROMALIS M V. Detection of NMR signals with a radio-frequency atomic magnetometer [J]. Journal of Magnetic Resonance, 2007, 185(2): 214-220.

[4] SHOUJUN XU, YASHCHUK V V, DONALDSON M H, et al. Magnetic resonance imaging with an optical atomic magnetometer[J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2006, 103(34): 12668-12671.

[5] BISON G, WYNANDS R, WEIS A. A laser-pumped magnetometer for the mapping of human cardiomagnetic

fields[J]. Applied Physics B: Lasers & Optics, 2003, 76(3): 325.

[6] DONLEY E A. Nuclear magnetic resonance gyroscopes[C]. IEEE Sensors, 2010: 17-22.

[7] ZHANG K, ZHAO N, WANG Y H. Closed-loop nuclear magnetic resonance gyroscope based on Rb-Xe [J]. Scientific Reports, 2020, 10(1): 2258.

[8] XU Z, ZHOU Y, PENG X, et al. Measuring the enhancement factor of the hyperpolarized Xe in nuclear magnetic resonance gyroscopes[J]. Physical Review A, 2021, 103(2): 023114.

[9] ZHOU Y, JIA Y, ZHANG X, et al. Large-aperture single-mode 795 nm VCSEL for chip-scale nuclear magnetic resonance gyroscope with an output power of 4.1 mW at 80℃ [J]. Optics Express, 2022, 30(6): 8991.

[10] SCHMIEDESKAMP J, HEIL W, OTTEN E W, et al. Paramagnetic relaxation of spin polarized 3He at bare glass surfaces[J]. European Physical Journal D (EPJ D), 2006, 38(3): 427-438.

[11] YIM S H, LEE D Y, LEE S, et al. Experimental setup to fabricate Rb-Xe gas cells for atom spin gyroscopes[J]. AIP Advances, 2022, 12(1): 015025-015029.

[12] LI Y, WANG Z, JIN S, et al. Rapid longitudinal relaxation measurement of hyperpolarized 129Xe by a highly sensitive atomic magnetometer [J]. AIP Advances, 2017, 7(2): 025017-025018.

[13] ZHAN X, JIANG Q Y, WANG Z G, et al. Efficient longitudinal relaxation time measurement of 129Xe via bias-approach [J]. AIP Advances, 2018, 8(9): 095104-095107.

[14] FRANZEN W. Spin relaxation of optically aligned rubidium vapor[J]. Physical Review, 1959, 115(4): 850-856.

[15] GHARAVIPOUR M, AFFOLDERBACH C, GRUET F, et al. Optically-detected spin-echo method for relaxation times measurements in a Rb atomic vapor [J]. New Journal of Physics, 2017, 19(6): 063027.

[16] KATSOPRINAKIS G E, DELLIS A T, KOMINIS I K. Measurement of transverse spin-relaxation rates in a rubidium vapor by use of spin-noise spectroscopy [J]. Physical Review A, 2007, 75(4): 042502.

[17] CARR H Y, PURCELL E M. Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments[J]. Physical Review, 1954, 94(3): 630-638.

[18] ZHANG Y, ZHENG J, YU Z, et al. Measurement of longitudinal nuclear spin relaxation time in NMR gyroscope by real-time monitoring[J]. AIP Advances, 2022, 12(9): 095221-095227.

[19] FREED J H. Electron spin resonance [J]. Annual Review of Physical Chemistry, 1972, 23(1): 265-310.

[20] BLOCH F. Nuclear induction [J]. Physical Review, 1946, 70(7-8): 460-474.

[21] TORREY H C. Bloch equations with diffusion terms[J]. Physical Review, 1956, 104(3): 563-565.

[22] ROSENBERRY M A. A precision measurement of the (129)Xe electric dipole moment using dual noble gas masers[D]. Ann Arbo: University of Michigan, 2000.

[23] LEE D Y, LEE S, YIM S H. Measurement of a129Xe transverse relaxation rate without the influence of Rb polarization-induced magnetic gradient [J]. Applied Optics, 2021, 60(24): 7290-7296.

[24] 鱼在洋, 郑锦韬, 张洋,等. 核磁共振陀螺中 EPR 信号响应不对称性研究[J]. 物理学报, 2022, 71(22): 220701.
YU Z Y, ZHENG J T, ZHANG Y, et al. Asymmetry of EPR signal response in nuclear magnetic resonance gyroscope[J]. Acta Physica Sinica, 2022, 71(22): 220701.

[25] SELTZER S J. Developments in alkali-metal atomic magnetometry [D]. Princeton: Princeton University, 2008.

[26] SMULLIN S J, SAVUKOV I M, VASILAKIS G, et al. Low-noise high-density alkali-metal scalar magnetometer[J]. Physical Review A, 2009, 80(3): 033420.

[27] 郑慧婕, 全伟, 刘翔, 等. 原子吸收光谱对碱金属原子蒸气密度与压强的测量方法[J]. 光谱学与光谱分析, 2015, 35(2): 507-511.
ZHENG H J, QUAN W, LIU X, et al. Measurement of atomic number of alkali vapor and pressure of buffer gas based on atmic absorption[J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2015, 35(2): 507-511.

作者简介

钱天予,2014 年于长沙理工大学获得学士学位,现为国防科技大学硕士研究生,主要研究方向为核磁共振陀螺。

E-mail:759974698@ qq. com

Qian Tianyu received his B. Sc. degree from Changsha University of Science and Technology in 2014. He is currently a M. Sc. candidate at the National University of Defense Technology. His main research interests include nuclear magnetic resonance gyroscopes.

熊志强,2009 年于湖南工业大学获得学士学位,2013 年于河北大学获得硕士学位,现为华惯科技有限公司系统工程师,主要研究方向为量子自旋体系精密测量技术的工程应用。

Xiong Zhiqiang received his B. Sc. degree from Hunan University of Technology in 2009 and M. Sc. degree from Hebei University in 2013. He is currently a system engineer at Huaguan Technology Co., Ltd. His main research interests include engineering application of precision measurement technology of quantum spin systems.

汪之国(通信作者),2003 年于吉林大学获得学士学位,2010 年于国防科技大学获得博士学位,现为国防科技大学副教授,主要研究方向为基于自旋体系的量子精密测量技术。

E-mail:maxborn@ nudt. edu. cn

Wang Zhiguo (Corresponding author) received his B. Sc. degree from Jilin University in 2003, and Ph. D. degree from the National University of Defense Technology in 2010. He is currently an associate professor at National University of Defense Technology. His main research interests include quantum precision measurement technology based on spin systems.