

在时域实验研究扩散诱导的 Ramsey 压窄*

罗霄鸣¹⁾ 陈丽清¹⁾ 钟志萍^{2)†} 蒋 硕¹⁾

1) (清华大学物理系, 北京 100084)

2) (中国科学院研究生院物理学院, 北京 100049)

(2009 年 9 月 29 日收到; 2009 年 10 月 22 日收到修改稿)

基于 Duan-Lukin-Cirac-Zoller(DLCZ) 方案, 在时域上研究了扩散诱导的 Ramsey 压窄. 以⁸⁷Rb 热原子系综为研究对象, 观测到缓冲气体, 激光束尺寸和镀石蜡 Rb 池均可以导致 Ramsey 压窄现象. 实验结果和文献中重复相互作用模型预期的一致.

关键词: 扩散诱导的 Ramsey 压窄, Duan-Lukin-Cirac-Zoller 方案, 量子存储

PACC: 0367, 4265C

1. 引 言

量子信息研究以微观体系的量子态作为信息载体^[1], 利用量子力学原理对信息进行操作和调控^[2-10]. 人们业已从实验上原理性地验证了绝对安全的量子保密通讯和强大的量子计算. 这为未来的通信网络、国家安全以及经济和社会生活带来不可估量的影响. 但由于量子态十分脆弱, 极易与外界环境耦合并且退相干, 导致远距离传输量子信息失败, 没有量子态的存储就不可能实现可升级的量子信息过程, 尤其是具有长相干时间的可存储和读出的量子存储对于长程量子通讯非常重要. 同样, 在量子计算中, 要想达到实际应用, 需要考虑系统是否可升级的问题. 由于目前多体纠缠一般是概率性产生, 所以随着量子位的增加, 计算效率随量子位的个数呈指数急剧下降, 这使得基于概率性纠缠源的量子计算尚不具实用价值. 因此, 确定性的量子计算也需要一个重要的器件——量子存储^[11,12]. 由于光子难以存储, 因此目前一般利用光和原子之间量子态相干转移实现, 具有长相干时间的原子态是存储量子信息的理想载体, 而且这样的原子态对频标^[13]和精密计量^[14,15]等学科也具有重要意义.

原子相干寿命主要决定于原子态寿命, 而影响原子态寿命的主要的弛豫过程有: 与池壁碰撞引起

的弛豫(原子与普通池壁的碰撞是非弹性的, 因此原子碰撞后原来的状态被完全破坏)、原子间自旋交换碰撞引起的弛豫、与缓冲气体碰撞引起的弛豫、磁场引起的弛豫等. 磁场引起的弛豫可以通过磁场屏蔽克服, 与池壁碰撞引起的弛豫可以通过在池壁镀石蜡, 镀石蜡的池可以使原子经受多次池壁碰撞而不损失它们的自旋相干. 实验表明, 这种方案可以延长自旋寿命达 1s^[16]. 近来镀石蜡 Rb 池延长原子相干时间已经被成功用于高精度的原子钟和精密磁力计^[17-19]、电磁感应透明^[20]、两个原子样品纠缠^[21]、原子自旋压缩态^[22]等. 要注意的是, 即使对同样的样品池, 对不同物理过程测量到的相干寿命也是不同的^[23], 因为不同物理过程影响原子相干的因素不同. 我们将在实验方法中具体介绍引起本文工作原子退相干的另一个因素——原子热运动造成的失相引起的退相干.

在实际的原子系统中, 原子退相干机制中还有一个重要因素是, 由于原子的扩散和光束有限尺寸导致的原子和共振辐射之间的有限相互作用时间引起退相干. 人们可以采用在气体原子中加缓冲气体的办法限制原子的运动, 从而延长原子和激光场的相互作用时间. 这个相互作用时间通常由最低阶扩散模给出, 即假设原子一旦扩散出激光束将不再返回激光束, 这样得到典型的 Lorentz 线形^[24-26]. 然而, 当其他退相干效应比较小时, 原子扩散出相

* 国家自然科学基金(批准号:10574162, 10474053)和清华大学 985 计划(批准号:051110001)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zpzhang@ucas.ac.cn

互作用区,在退相干之前又返回。也即,原子在相互作用周期之间,可以在暗区(激光束之外)相干地演化,类似 Ramsey 谱^[27]。这导致原子共振线中心的明显谱宽变窄,所得谱线将明显偏离 Lorentz 线形。这样的谱线变窄的现象,这称为扩散诱导的 Ramsey 压窄^[28]。目前人们仅对少数情形作了研究^[28-34],这些研究除了文献[30]在时域上研究了加磁场时原子相干寿命,其他均在频域上的研究。根据 Fourier 变换关系,频域上的 Lorentz 线形对应时域上的单指数衰减线形,因此在频域上偏离 Lorentz 线形将意味着在对应的时域上得到的偏离单指数衰减的线形。最近哈佛大学的 Walsworth 组等^[28]在电磁感应透明实验中,对这种由于扩散引起的 Ramsey 压窄现象建立了重复相互作用模型,详细研究了光束尺寸,缓冲气体的气压等因素对电磁感应透明峰谱形的影响。他们指出,原子在相互作用区外相干演化时间越长,则电磁感应透明峰谱形偏离 Lorentz 线形越严重。例如,缓冲气体气压很小且激光束尺寸很小,以致原子扩散出激光束的速度大于基态退相干时间;或激光束直径相对池的尺寸小很多以致原子相干在暗区演化时间很长(没有与池壁的碰撞)。如果在电磁感应透明实验用镀石蜡的池,由于原子经受多次池壁碰撞而不损失它们的自旋相干,这也有效增加了原子与光场相互作用时间,也有扩散诱导的 Ramsey 压窄现象,事实上,文献[15]观测到这样的电磁感应透明峰是一个宽基底叠加了一个尖锐的峰,这个尖峰的宽度小于飞行增宽,这就是一种扩散诱导的 Ramsey 压窄现象。扩散诱导的 Ramsey 压窄现象是一种普遍现象,由此导致的非常窄的线宽可以应用于基于长寿命相干的谱学,在量子光学和新兴的在固态方面也有应用^[35,36]。

本文拟在时域上,实验研究光束尺寸、缓冲气体和池壁镀石蜡等因素对原子相干寿命的影响,进一步探讨扩散诱导的 Ramsey 压窄。

2. 实验方法

本实验中,量子存储实现是基于 Duan-Lukin-Cirac-Zoller(DLCZ)方案^[37]。其原理简述如下:量子存储通过 Raman 散射过程,对原子系综的全对称集体态(自旋波)进行相干控制,这样量子信息可以通过操纵这个集体态而得到保存(称为写过程)和恢复(称为读过程)。这个集体态的相干时间决定

了量子信息的存储时间。具体来说,对一个具有 Λ 型三能级结构的原子:基态 $|g\rangle$,亚稳态 $|s\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$,一束与共振跃迁 $|g\rangle - |e\rangle$ 有一定失谐 Δ 的经典光脉冲 Ω_w 被原子气体散射,会有自发 Raman 散射过程发生,即原子从基态 $|g\rangle$ 散射到亚稳态 $|s\rangle$,同时发射 Raman 散射光子一个。当我们控制写光光强足够小,也可以做到激发率 χ 很小,这样在每次产生一次 Raman 散射光子的同时会有一个原子被激发。由于在写光经过的光路上,不能够区分哪一个原子被激发,在满足特定的光模式和原子气体空间模式下,可以产生全对称原子集体态(又叫自旋波) $|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_a}} \sum_i e^{i\Delta k \cdot r_i} |g\rangle_i \langle s|$ (N_a 是原子数,式中对所有原子求和; $\Delta k = k_w - k_s \sim k_w \sin\theta$ 是写光与 Raman 光波矢差,即原子集体态这个自旋波的波矢, θ 是写光与 Raman 光的夹角)^[38-42] 所以被激发的原子和产生的 Raman 散射光子(称为 Stokes 光子),总量子态可以写成^[37]

$$|\Psi\rangle = |0_s 0_a\rangle + \sqrt{\chi} S^\dagger a^\dagger |0_s 0_a\rangle + O(\chi),$$

其中 $|0_s 0_a\rangle$ 指的是原子集体态和散射光子处在真空态, $S^\dagger a^\dagger |0_s 0_a\rangle$ 则指它们各有一个激发,这个过程称为写过程。经过一定的时间延迟之后,这个写入的单光子还可以被一个经典光脉冲——读光重新读取出来,伴随原子重新回到原子的基态 $|s\rangle$ 上,有一个具有特定模式的单光子被激发出来(称为反 Stokes 光子),这个过程称为读过程。因此在实验上探测到 Stokes 信号意味着原子集体态制备好了,而读过程中反 Stokes 信号随读光相对写光的延迟时间的衰减反映了原子集体态的相干时间。在这样的一个物理过程中,决定原子集体态相干时间的因素除了引言中提到的外,还有原子热运动造成的原子坐标随时间变化而导致的原子集体态表达式中各个原子相位因子 $e^{i\Delta k \cdot r_i}$ 随时间发生改变,以致造成相对相位的混乱和量子存储寿命短^[42]。显然理想情况 $|\Delta k| = 0$, 则原子热运动造成不会造成失相。因此实验上可以使 $|\Delta k|$ 尽可能小,写光与 Raman 光的夹角为零时 $|\Delta k|$ 最小,但这会给滤波带来困难。

DLCZ 方案是通过自发 Raman 散射过程相干操纵原子集体态。但 Raymer 组^[43]工作表明,受激 Raman 散射也是类似的,可以实现量子存储。本工作是通过受激 Raman 散射过程实现的,选择的原子系综是 ^{87}Rb 原子,写和读过程的时序图见图 1(a),涉及的能级及跃迁见图 1(c)和(d)。在写过程之

前,原子通过光抽运过程制备到基态 $|5^2S_{1/2}, F=1\rangle$, 抽运光的脉冲长度为 $50 \mu\text{s}$, 频率与 $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5^2S_{3/2}, F'=3\rangle$ 跃迁共振, 见图 1(b), 也可以采用与 $|5^2S_{1/2}, F=2\rangle \rightarrow |5^2S_{1/2}, F'=2\rangle$ 跃迁共振, 不影响抽运效果. Rb 池外层用三层坡莫合金圆筒罩住, 目的是为了屏蔽池周围的磁场, 三层坡莫合金能将 $3 \times 10^{-4} \text{ T}$ 的低频外磁场屏蔽至 10 nT 以下, 使原子的 Zeeman 效应降到最低. 在最外层坡莫合金屏蔽套外面缠上加热带, 并利用温度控制装置, 可以让内部的 Rb 池得到持续而稳定的加热, Rb 池温度稳定在 $78 \text{ }^\circ\text{C}$, 使光与原子作用时, 原子密度恒定. 实验光路安排简述如下: 读写光共线相向传播,

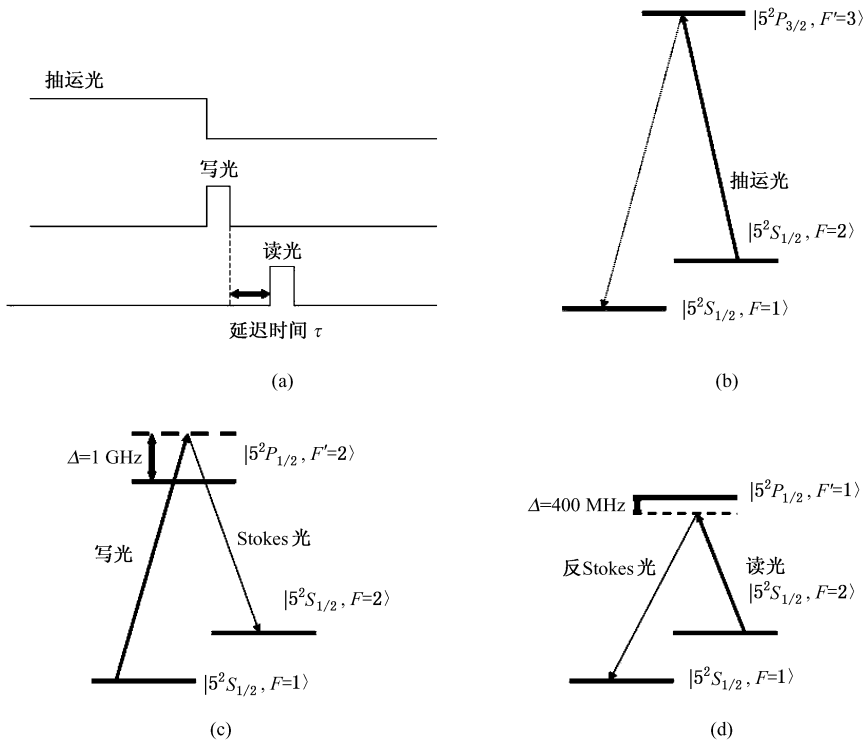


图 1 Λ 型三能级结构及其激发 (a) 抽运, 写和读过程的时序图, (b) 抽运过程涉及的能级及跃迁, (c) 写过程涉及的能级及跃迁, (d) 读过程涉及的能级及跃迁

3. 实验结果及讨论

本实验装载⁸⁷Rb 的样品池有两种: 1) 一般的石英玻璃的池, 池长 25 mm , 直径 19 mm , 两端窗口镀有透射率大于 99% 的高透膜, 充有 $9.33 \times 10^2 \text{ Pa}$ Ne 作为缓冲气体, 被称为普通池 (normal cell) 池; 2) 镀石蜡 Rb 池 (paraffin cell), 池长 50 mm , 横截面直径 5 mm , 没有充缓冲气体. 除端面外, 池壁镀石蜡. 我们已经将该池在低于 $78 \text{ }^\circ\text{C}$ 温度下烘焙以使石蜡涂层中

Stokes 光和反 Stokes 光也是共线相向传播. 经过偏振滤波和原子池滤波, 读写光可以过滤 (可以实现 $10^9:1$ 的滤波效果^[44]), Stokes 光和反 Stokes 光信号通过可调谐 Fabry-Perot 滤波器 (精细度 200, 自由光谱范围 7.5 GHz , 透过率 10%), 用单光子探测器接收. 具体的实验光路图见文献 [44, 45]. 其中文献 [44] 介绍本实验装置的可以实现 $10^9:1$ 滤波系统, 文献 [45] 报道了我们在镀石蜡 Rb 池中, 改变写光的光束直径和光路安排, 原子相干寿命可以达到 $300 \mu\text{s}$. 而本文侧重于介绍光束尺寸、缓冲气体、池壁镀石蜡等因素对原子集体态相干寿命测量的谱形的影响.

的不饱和烃与 Rb 原子完全反应, 降低实验中池壁与 Rb 原子碰撞时可能产生的化学吸附效应. 读、写光与 Stokes 光, 反 Stokes 光之间的夹角 θ , 本实验采用了 2° 和 0° 两种几何安排. 写光光束的直径采用了两种: 3 mm 和 6 mm , 而读光直径均为 10 mm . 实验结果如图 2—4 所示.

显然, 图 2 和图 3 的测量的实验结果在时域上偏离单指数衰减曲线, 在频域上偏离 Lorentz 线形, 而图 5 的结果在时域上较好地满足单指数衰减公式, 频域上很接近 Lorentz 线形. 我们将依次分析这

些实验结果.

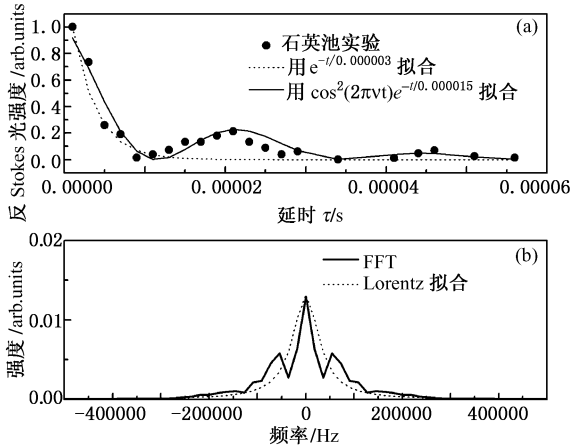


图2 在石英池中测量到的反 Stokes 光强与读写光延迟时间的曲线 反应了原子集体态的相干寿命 该池长 25 mm, 直径 19 mm, 并充有 9.33×10^2 Pa Ne 作为缓冲气体, 写光直径为 3 mm, 读光直径为 10 mm, 读、写光与 Stokes 光, 反 Stokes 光之间的夹角 $\theta = 2^\circ$. (a) 时域测量的结果, (b) Fourier 变化的结果, 并用 Lorentz 线形拟合

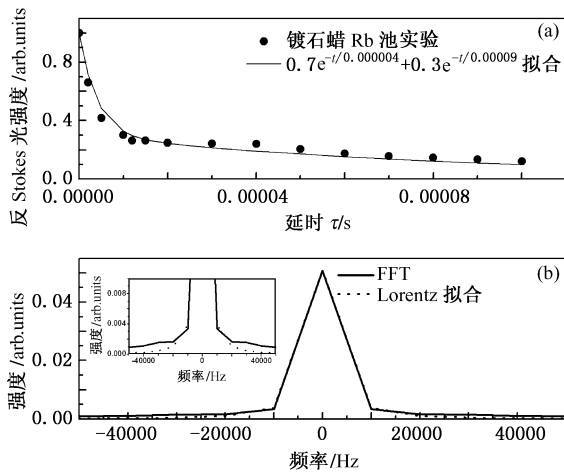


图3 在镀石蜡 Rb 池中测量到的反 Stokes 光强与读写光延迟时间的曲线 反应了原子集体态的相干寿命. 镀石蜡 Rb 池长 50 mm, 横截面直径 5 mm, 没有充缓冲气体. 写光直径为 3 mm, 读光直径为 10 mm, 读、写光与 Stokes 光, 反 Stokes 光之间的夹角 $\theta = 2^\circ$: (a) 时域测量的结果^[45], (b) Fourier 变化的结果, 并用 Lorentz 线形拟合, 内插图为局部放大

图2中, 时域上的反 Stokes 光强随着读写光延迟时间增加不是单调下降, 而呈现类似阻尼振荡的曲线. 注意如果实验中只测量读写光延迟时间 $\tau < 10 \mu\text{s}$ 时的反 Stokes 光强, 则可用单指数衰减公式 $I_{\text{AS}}(t) = I_0 e^{-t/\tau_0}$ 很好拟合实验曲线, 如图2所示. 由此得到, 原子相干寿命为 $\tau_0 = 3 \mu\text{s}$, 和原子扩散出激光束的时间接近. 事实上, 文献^[46]同样基于 DLCZ 方案, 也采用 75°C 热 Rb 原子系综, 报道量子存储时间为 $3 \mu\text{s}$. 他们认为这是合理的, 因为和原子扩

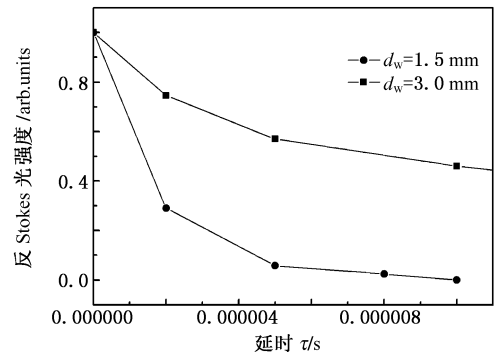


图4 在镀石蜡 Rb 池中测量到的反 Stokes 光强与读写光延迟时间的曲线与写光直径关系. 镀石蜡 Rb 池长 50 mm, 横截面直径 5 mm, 没有充缓冲气体. 读光直径为 10 mm, 读、写光与 Stokes 光, 反 Stokes 光之间的夹角 $\theta = 2^\circ$: 实心原点的写光直径为 1.5 mm, 实心正方形的实验数据点的写光直径为 3.0 mm

散出激光束的时间接近. 但是从我们的实验结果明显看出, 随着读写光延迟时间增加, 反 Stokes 光强度可能增加, 这样得到的量子存储时间远远大于原子扩散出激光束的时间. 用阻尼振荡公式 $\cos^2(\omega t) e^{-t/\tau_0}$ 拟合, 见图2, 由此得到量子存储时间约为 $\tau_0 = 15 \mu\text{s}$, 这说明由于 9.33×10^2 Pa Ne 的缓冲气体的存在, 扩散出光束的原子可以通过和缓冲气体碰撞而返回激光束, 从而导致扩散诱导的 Ramsey 压窄现象, 从而有效地增加了量子存储时间. 实验观测到的所谓的阻尼振荡频率是该类型实现首次观测到得, 应该不是由于磁场造成的, 因为我们的实验设计可以保证将 3×10^{-4} T 的低频外磁场屏蔽至 10 nT 以下, 可能与缓冲气体的气压等有关, 需要进一步研究, 而强度衰减的原因主要是由于原子与池壁的非弹性而失去原子相干. 图2还给出了经过 Fourier 变换后的频域区间的谱线, 显然明显偏离 Lorentz 线形.

图3与图2实验条件的区别是使用了镀石蜡的没有缓冲气体的 Rb 池, 读写光的光束直径相同, 光路安排也相同. 由于镀石蜡的池可以使原子经受多次池壁碰撞而不损失它们的自旋相干, 和图2的实验结果比较, 显然使用镀石蜡 Rb 池后量子存储时间明显增加了. 但我们在时域上测量的反 Stokes 光强随着读写光延迟时间变化关系不是单指数衰减, 可以用双指数公式拟合, 如图3所示. 图3还给出了经过 Fourier 变换后的频域区间的谱线, 显然明显偏离 Lorentz 线形, 可以看到是由一个宽的本底上叠加了一个较尖锐的谱峰. 这和用石蜡 Rb 池的电磁感应透明的实验现象^[15]类似. 这同样可以用扩散

诱导的 Ramsey 压窄解释: 因为扩散出激光束原子经过镀石蜡的池壁碰撞不损失相干地返回激光束, 导致 Ramsey 干涉, 使得共振线中心的谱宽明显变窄; 宽的本底可以认为是一旦扩散出作用区就不再返回的那部分原子集体态的贡献^[15]. 虽然图 2 和图 3 写光光束直径相同, 但所使用池的横截面直径不同. 根据重复作用模型^[26], 相对原子集体态在作用区的时间, 原子集体态在非作用区(暗区)相干演化时间越长, 由于扩散诱导的 Ramsey 压窄效应越明显, 频谱将越偏离 Lorentz 线形. 因此可用写光光束直径与池横截面直径的比值 f 定量表征原子集体态在非作用区(暗区)相干演化时间. 显然 f 越小则原子集体态在非作用区(暗区)相干演化时间越长, 扩散诱导的 Ramsey 压窄效应也越明显. 图 2 和图 3 中 f 值之比为 5:19, 说明图 2 的原子集体态较图 3 的更频繁地往返于作用区内, 在暗区相干演化时间更长, 因而 Ramsey 条纹也更明显. 对于同样的池, 预期写光光束直径越小, 扩散诱导的 Ramsey 压窄效应更明显, 在时域上的振荡也应该越明显. 事实上, 图 4 给出了与图 3 实验条件相同, 只是写光光束直径小 1/2, 为 1.5 mm 的测量结果, 但只测量了读写光延迟时间 $\tau < 10 \mu\text{s}$ 的反 Stokes 光强. 可以看出, 在读写光延迟时间 $\tau < 10 \mu\text{s}$, 写光直径为 1.5 mm 的反 Stokes 光强较写光光束直径为 3 mm 的衰减得更快, 对这段时间的写光直径 1.5 mm 的实验数据进行拟合, 得到的量子存储时间约 1.5 μs , 比没有镀石蜡的图 2 的存储时间还短. 石蜡池壁没有起作用, 这与物理不符合; 原因是图 4 的写光直径更小, 扩散诱导的 Ramsey 压窄效应会比图 3 明显, 在时域上将明显偏离单指数衰减线形, 类似图 2 的情形, 振荡明显. 预期写光直径为 1.5 mm 的反 Stokes 强度在 $\tau > 10 \mu\text{s}$ 时强度会增加, 实际的量子存储时间也将大于 1.5 μs .

图 5 实验结果是在镀石蜡无缓冲气体的 Rb 池下完成的, 与图 2 和图 3 实验条件的主要区别是写光光束直径增加了一倍, 读、写光与 Stokes 光, 反 Stokes 光共线, 这是为了有效克服原子热运动引起原子集体态失相带来的退相干^[42]. 很明显, 在时域上测量的反 Stokes 光强随着读写光延迟时间变化也与图 2 和 3 不同, 可以用单指数衰减公式很好地拟合, 如图 5 所示, 得到的量子存储时间约为 300 Hs. 经过 Fourier 变换后的频域区间的谱线与 Lorentz 线形符合较好. 该实验现象可以解释为: 写光束直径

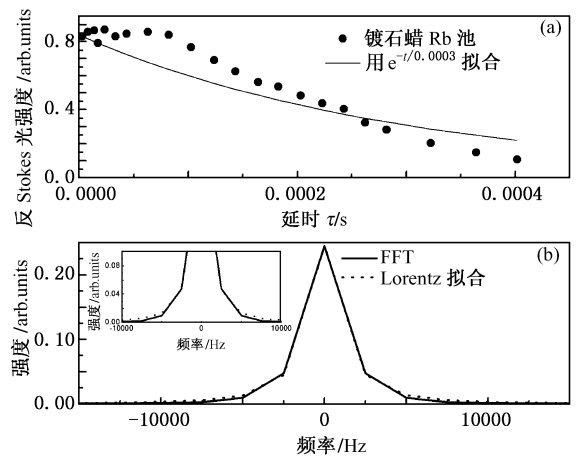


图 5 在镀石蜡 Rb 池中测量到的反 Stokes 光强与读写光延迟时间的曲线, 反映了原子集体态的相干寿命. 镀石蜡 Rb 池长 50 mm, 横截面直径 5 mm, 没有充缓冲气体. 写光直径为 6 mm, 读光直径为 10 mm, 读、写光与 Stokes 光, 反 Stokes 光之间的夹角 $\theta = 0^\circ$. (a) 时域测量的结果, 见文献^[45], (b) Fourier 变化的结果, 并用 Lorentz 线形拟合

大于样品池的横截面直径, 镀石蜡的池可以使原子经受多次池壁碰撞而不损失它们的自旋相干, 这样原子集体态相干在暗区演化时间为零, 因而不存在 Ramsey 压窄现象, 这和文献^[26]建立的重复作用模型预期的一致. 原子集体态的相干时间不再受原子和共振辐射之间的有限相互作用时间限制, 此时其他退相干机理起主要作用, 而主要是原子热运动造成的原子集体态的失相(相对相位的混乱)^[42].

4. 结 论

基于 DLCZ 方案, 在时域上研究了扩散诱导的 Ramsey 压窄. 以⁸⁷Rb 热原子系综为研究对象, 观测到缓冲气体、激光束尺寸和镀石蜡铷池均可以导致原子相干的 Ramsey 压窄现象. 本工作所观测得到的现象可以定性地与重复相互作用模型预期的一致^[34], 即只要原子集体态可以在扩散出与共振光相互作用区后, 在退相干之前又返回相互作用区, 将造成 Ramsey 压窄现象, 在时域上的测量谱显示非单指数衰减形式, 而经 Fourier 转换到频域的谱则偏离 Lorentz 线形, 原子在相互作用区外相干演化时间越长则频域的谱偏离 Lorentz 线形越严重. 图 2 给出了有缓冲气体, 池壁没有镀石蜡, 且写光光束直径小于样品池横截面直径时的反 Stokes 光强随读写光延迟时间变化关系(反映原子集体态的相干时间), 经过 Fourier 变换到频域, 明显看出偏离 Lorentz 线

形. 原因在于缓冲气体的存在使得原子集体态扩散出相互作用区, 在退相干之前又返回, 导致 Ramsey 压窄; 图 3 又给出了没有缓冲气体, 但池壁镀石蜡, 且写光光束直径小于样品池横截面直径时的反 Stokes 光强随读写光延迟时间变化关系, 经过 Fourier 变换到频域, 可以明显看出偏离 Lorentz 线形, 这是由于镀石蜡的池可以使原子经受多次池壁碰撞而不损失它们的自旋相干, 因此原子集体态同样可以在扩散出相互作用区后, 由于与池壁的弹性碰

撞在退相干之前又返回激光束, 由此造成 Ramsey 压窄; 图 5 还给出了没有缓冲气体, 池壁镀石蜡, 但写光光束直径大于样品池横截面直径时的反 Stokes 光强随读写光延迟时间变化关系, 经过 Fourier 变换到频域, 很接近 Lorentz 线形, 这是由于原子集体态在暗区演化时间为零, 因而不存在 Ramsey 压窄现象.

感谢中国科学技术大学潘建伟教授对该研究工作的支持.

- [1] Wang S K, Ren J G, Jin X M, Yang B, Yang D, Peng C Z, Jiang S, Wang X B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1356 (in Chinese) [王少凯、任继刚、金贤敏、杨彬、杨冬、彭承志、蒋硕、王向斌 2008 物理学报 **57** 1356]
- [2] Xue F, Du J F, Fang Y M, Shi M J, Zhou X Y, Han R D, Wu J H 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 763 (in Chinese) [薛飞、杜江峰、范扬眉、石名俊、周先意、韩荣典、吴季辉 2002 物理学报 **51** 763]
- [3] Ye B, Gu R J, Xu W B 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3709 (in Chinese) [叶宾、谷瑞军、须文波 2007 物理学报 **56** 3709]
- [4] Shen J Q, Zhuang F 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1048 (in Chinese) [沈建其、庄飞 2005 物理学报 **54** 1048]
- [5] Ye B, Xu W B, Gu B J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 689 (in Chinese) [叶宾、须文波、顾斌杰 2008 物理学报 **57** 689]
- [6] Zhang Q, Zhang E Y, Tang C J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1675 (in Chinese) [张权、张尔扬、唐朝京 2002 物理学报 **51** 1675]
- [7] Lan H J, Yang Q Y, Wei L F 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1730 (in Chinese) [蓝海江、扬庆怡、韦联福 2002 物理学报 **51** 1730]
- [8] Yang L, Li X Y, Wang B S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4933 (in Chinese) [杨磊、李小英、王宝善 2008 物理学报 **57** 4933]
- [9] Zhou X Q, Wu Y W 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1881 (in Chinese) [周小清、邬云文 2007 物理学报 **56** 1881]
- [10] Zhou R N, Zeng G H, Gong L H, Liu S Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5066 (in Chinese) [周南润、曾贵华、龚黎华、刘三秋 2007 物理学报 **56** 5066]
- [11] Briegel H J, Dür W, Cirac J I, Zoller P 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5932
- [12] Knill E, Laflamme R, Milburn G J 2001 *Nature* **409** 46
- [13] Vanier J 2005 *Appl. Phys. B* **81** 421
- [14] Budker D, Gawlik W, Kimball D F, Rochester S M, Yashchuk V V, Weis A 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 1153
- [15] Novikova I, Xiao Y, Phillips D F, Walsworth R L 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 2381
- [16] Bouchiat M A, Brossel J 1966 *Phys. Rev.* **147** 41
- [17] Alexandrov E B, Bonch-Bruевич V A 1992 *Opt. Engng.* **31** 711
- [18] Alexandrov E B, Balabas M V, Pasgalev A S, Vershovskii A K, Yakobson N N 1996 *Laser Phys.* **6** 244
- [19] Budker D, Kimball D F, Rochester S M, Yashchuk V V, Zolotarev R 2000 *Phys. Rev. A* **62** 043403
- [20] Klein M, Novikova I, Phillips K F, Walsworth R L 2006 *J. Mod. Opt.* **53** 2583
- [21] Julsgaard B, Kozhokin A, Polzik E S 2001 *Nature* **413** 400
- [22] Kuzmich A, Mandel L, Bigelow N P 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1594
- [23] Felinto D, Chou C W, de Riedmatten H, Polyakov S V, Kimble H J 2005 *Phys. Rev. A* **72** 053809
- [24] Happer W 1972 *Rev. Mod. Phys.* **44** 169
- [25] Arimondo E 1996 *Phys. Rev. A* **54** 2216
- [26] Erhard M, Helm H 2001 *Phys. Rev. A* **63** 043813
- [27] Ramsey N F 1956 *Molecular Beams* (Oxford: Clarendon) p125
- [28] Xiao Y, Novikova I, Phillips D F, Ronald L, Walsworth R L 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 043601
- [29] Zibrov A S, Novikova I, Matsko A B 2001 *Opt. Lett.* **26** 1311
- [30] Zibrov A S, Matsko A B 2002 *Phys. Rev. A* **65** 013814
- [31] Alipieva E, Gateva S, Taskova E, Cartaleva S 2003 *Opt. Lett.* **28** 1817
- [32] Alzetta G, Cartaleva S, Gozzini S, Karaulanov T, Lucchesini A, Marinelli C, Moi L, Nasyrov K, Sarova V, Vaseva K 2005 *Proc. SPIE-Int. Soc. Opt. Engng.* **5830** 181
- [33] Novikova I, Xiao Y, Phillips D F, Walsworth R L 2005 *J. Mod. Opt.* **52** 2381
- [34] Xiao Y, Novikova I, Phillips D F, Walsworth R L 2008 *Opt. Express* **16** 14128
- [35] Zhang W, Cory D G 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 1324
- [36] Petta J, Johnson A C, Taylor J M, Laird E A, Yacoby A, Lukin M D, Marcus C M, Hanson M P, Gossard A C, 2005 *Science* **309** 2180
- [37] Duan L M, Lukin M D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Nature* **414** 413
- [38] Raymer M G, Walmsley I A, Mostowski J, Sobolewska B 1985 *Phys. Rev. A* **32** 332
- [39] Kuzmich A, Moëlmér K, Polzik E S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **79** 481
- [40] Lukin M D, Yelin S F, Fleischhauer M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4232

- [41] Duan L M, Cirac J I, Zoller P, Polzik E S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5643
- [42] Zhao B, Chen Y A, Bao X H, Strassel T, Chuu C S, Yuan Z S, Chen S, Pan J W 2009 *Nat. Phys.* **5** 95
- [43] Ji W, Wu C, van Enk S J, Raymer M G 2007 *Phys. Rev. A* **75** 052305
- [44] Luo X M, Ning B, Jiang S, Chen L Q, Zhou Y, Zhong Z P 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4702
- [45] Jiang S, Luo X M, Chen L Q, Ning P, Chen S, Wang J Y, Zhong Z P, Pan J W 2009 arXiv:0901.3627v1 [quant-ph].
- [46] Eisaman M D, Childress L, André A, Massou F, Zibrov A S, Lukin M D 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 233602

Experimental study of diffusion-induced Ramsey narrowing in time domain^{*}

Luo Xiao-Ming¹⁾ Chen Li-Qing¹⁾ Zhong Zhi-Ping^{2)†} Jiang Shuo¹⁾

1) (Department of Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (College of Physical Sciences, Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 29 September 2009; revised manuscript received 22 October 2009)

Abstract

Experimental study of diffusion-induced Ramsey narrowing in time domain based on Duan-Lukin-Cirac-Zoller protocol is reported. We take a thermal ⁸⁷Rb atomic ensemble as an example, observe that these factors, such as buffer gas, laser beam radius and paraffin coated cell, can result in diffusion-induced Ramsey narrowing. The experimental results agree with the predictions of a repeated interaction model.

Keywords: diffusion-induced Ramsey narrowing, Duan-Lukin-Cirac-Zoller protocol, quantum memory

PACC: 0367,4265C

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10574162, 10474053) and Tsinghua University 985 Plan (Grant No. 051110001).

[†] Corresponding author. E-mail: zpzhong@gucas.ac.cn