

利用激光冷却原子束测量氦原子精密光谱*

孙羽 冯高平 程存峰 涂乐义 潘虎 杨国民 胡水明†

(中国科学技术大学, 合肥微尺度物质科学国家实验室, 合肥 230026)

(2011年11月7日收到; 2012年2月28日收到修改稿)

^4He 原子 $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_{0,1,2}$ 跃迁的精细结构分裂, 目前在理论和实验上都能够达到 10^{-8} 水平的精度, 并可被应用于测定精细结构常数 α , 和对量子电动力学进行检验. 该方面实验研究的关键, 是需要提高测量信噪比, 并消除各种可能的系统偏差, 将这一精细结构分裂测量到亚 kHz 水平. 在设计的这套实验方案中, 首次结合激光冷却原子技术, 通过激光横向冷却来提高亚稳态氦原子束的束流强度, 并对三态亚稳态氦原子进行偏折, 将其从原子束中分离, 从而大幅降低测量背景, 并利用频率锁定激光器的边带扫描的方式来进行光谱测量, 以使得扫描测量中保持足够的频率精度. 在目前基本搭建成的实验装置上, 实验方法的可行性已经获得验证, 分析表明有望实现亚千赫兹水平的测量准确度.

关键词: 氦原子, 精密光谱, 精细结构常数, 激光冷却

PACS: 06.20.Jr, 32.10.Fn, 32.30.-r, 37.10.De

1 引言

氦原子是最简单的多电子原子, 在理论上虽然不能够对其进行严格的解析求解, 但是却可以在非相对论 Schrödinger 方程的基础上, 通过引入高阶量子电动力学修正项来逐步逼近其的真实值^[1-9]. 因此氦原子作为一个简单的原子体系, 其理论计算值和精密光谱测量值之间的比对结果, 一方面可以用来检验理论计算方法是否正确, 另一方面也可以对精细结构常数 α 进行测量. 而从不同物理现象中获得的精细结构常数 α 数值是否一致, 也是对量子电动力学 QED 的直接检验.

利用 He 原子精细结构光谱来测定精细结构常数, 是由 Showartz 在 1964 年提出^[3], 但受限于当时的理论计算精度和实验测量精度, 使得这一方法在当时并不能获得较准确的精细结构常数. 十余年后 Lewis 和 Serafino 把计算结果修正到 α^6 的量级, 使得氦原子 $1s2p\ ^3P_J$ 能级 (图 1) 精细结构的计算精度达到 43 kHz 的水平^[10], 通过和当时的实验值对比, 首次由此得到了 ppm 量级 (0.94 ppm)

的精细结构常数^[11]. Drake 等人于 1996 年提出了 α^7 级的修正项计算方法^[12,13], 预测精细结构常数的精度可被提高到 16 ppb 量级. 在通过一系列的工作后, Pachucki 等人在 2006 年发展了这一理论计算方法^[14], 但同时发现在这一计算精度上, 理论值和当时的实验值之间发生了严重的偏差. Pachucki 和 Yerokhin 通过重新检查他们的计算理论, 最近对计算结果进行了修正^[15,16], 使得理论

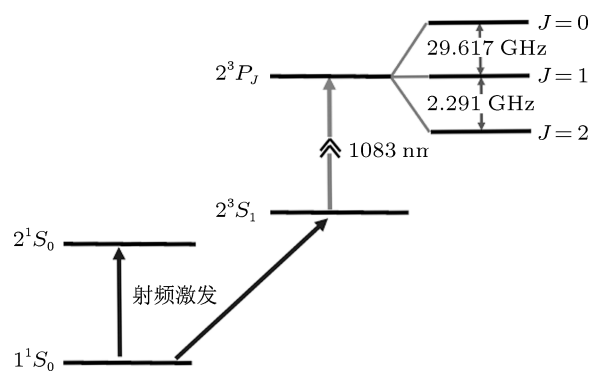


图1 氦原子能级结构图

* 国家自然科学基金 (批准号: 90921006) 资助的课题.

† E-mail: smhu@ustc.edu.cn

计算的误差降低到了 31 ppb. 实验方面, 从 1957 年开始 Lamb^[17], Colegrove^[18], Hughes^[19] 等人分别通过微波激发光谱、塞曼能级干涉、和原子束的方法系统地研究了氦原子 $1snp\ ^3P_J$ ($J = 0, 1, 2$) 能级的精细结构, 虽然受限于当时的实验条件, 到 1970 年氦光谱精细结构测量的精度已经被提高到 5 kHz 的水平^[20], 远高于当时的理论计算精度. 从本世纪初开始, 由 Hessels^[21-23], Shiner^[24,25],

Inguscio^[26], 和 Gabielse^[27] 等研究组逐步将 $1s2p\ ^3P_J$ ($J = 0, 1, 2$) 能级精细结构的测量精度提高到 1 kHz 水平. Shiner 研究组在 2010 年的工作, 通过对比 $J = 0$ 和 $J = 2$ 能级间裂距 ν_{02} 的结果, 新获得的精细结构常数 α 的精度达到了 20 ppb 的水平. 图 2 显示了近期关于 ^4He 原子 $1s2p\ ^3P_J$ 精细结构的理论计算和实验测量结果间的对比.

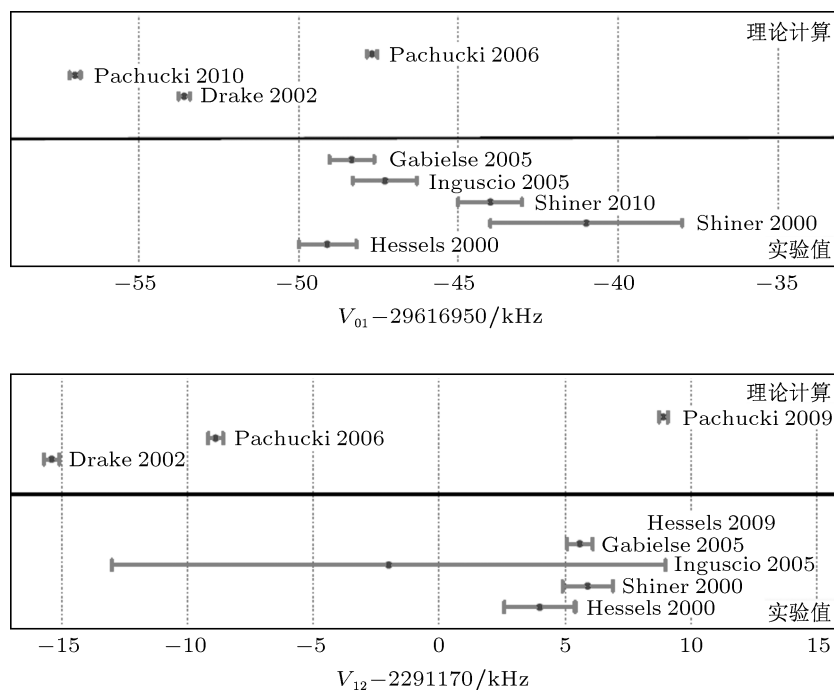


图 2 氦原子 $1s2p\ ^3P_J$ 能级精细结构分裂实验与理论计算结果

关于此能级最近的计算和实验结果, 其标称精度达到数百赫兹水平, 但是由于实际上所测量跃迁的自然线宽为 1.6 MHz, 测量的精度一方面很大程度上受到探测信噪比的限制, 另一方面环境中杂散电磁场等的存在也会对测量产生可观的影响, 可能导致存在系统偏差. 目前不同研究组所获得的实验测量结果间还存在着明显的差异, 因此十分需要利用不同的实验设备进行独立的测量, 并尽可能地抑制测量中的系统偏差, 对该重要物理测量以及理论计算结果给出独立的检验^[28].

在目前文献中所报道的几个实验设计中, Gabielse^[27] 研究组使用了静态饱和吸收池的方法进行测量, 该方法的优点是实验信噪比高, 但是由于存在复杂的电磁场以及较强的激光场, 必须对十分复杂的系统偏差进行修正, 这对其结果的可靠

性产生了很大的影响. 因此, 其他几个研究组一般是使用亚稳态原子束, 在磁屏蔽场中, 利用很弱的探测激光进行光谱探测, 以消除系统偏差. 目前实验中的困难主要来自于两个方面: 一是由于原子束流较低, 使得测量中的统计偏差相对较大; 此外, 束流中由于不可避免地存在单态的 ($1s2s\ ^1S_0$) 亚稳态氦原子, 以及放电伴生的紫外光子, 会在后级探测器上产生一个很大的背景干扰, 影响测量信噪比. 在 Shiner 研究组中, 为避免单态氦原子涨落对探测精度的影响, 采用了高强电场 (20 kV/cm) 猝灭单态氦原子^[25,29], 这一技术对电极板的加工精度要求极高, 安装上也比较复杂, 实验上较难实现. 而为了消除紫外光子的影响, 他们使用了一个掠角放置的高度抛光的金属镜面来反射紫外光, 金属镜面同时和亚稳态粒子碰撞产生二次电子, 再通过偏置电压

把电子引入到微通道板探测器, 来实现对三态氦原子的探测. 这一方法对金属镜面抛光的加工要求极高, 否则高能光子在金属表面还是会产生二次电子, 造成探测本底的涨落. 另一方面, 光谱扫描过程中如何实现激光频率的准确控制也是一个必须考虑的问题. 由于被测谱线的自然宽度约 1.6 MHz, 而所需达到的测量精度在 1 kHz 以下, 必须避免在光谱扫描中出现激光频率的抖动.

在我们新建的实验系统中, 首次结合激光冷却原子技术, 通过激光横向冷却原子束^[30]的方法来

提高原子束流强度, 并将三态亚稳态氦原子偏离出直线原子束后再进行测量, 以彻底消除氦原子束流中其他单态亚稳态原子、高能光子等造成的测量背景. 同时在光谱测量中, 我们提出利用锁频的探测激光, 通过扫描其边带来实现光谱扫描, 以保证光谱测量的频率精度, 这使得我们有可能获得具有亚 kHz 精度的光谱测量精度. 本文将介绍我们所使用的实验装置, 以及初步的测量结果, 和对可能导致系统偏差和影响测量精度的几个来源进行了分析.

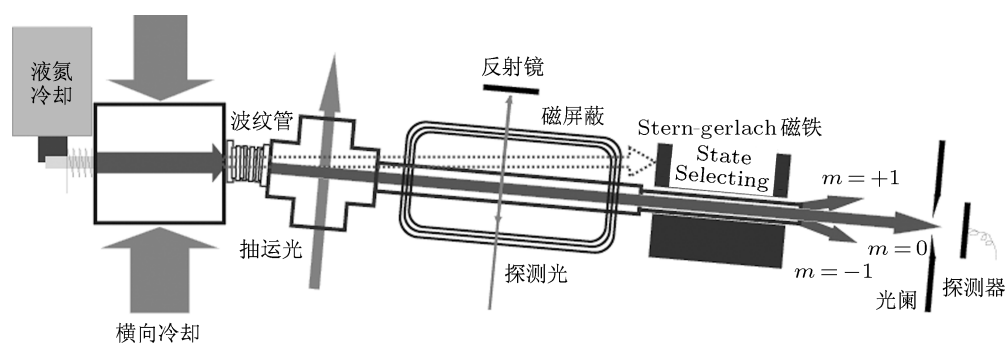


图3 氦原子精密光谱实验装置示意图

2 实验方法和装置

氦原子束实验装置的结构如图3所示, 低压 (0.4 Pa) 样品氦气首先被液氮预冷, 并通过射频放电被激发, 产生温度大约为 100 K 的亚稳态氦原子束. 为减小氦原子束流的发散角, 提高原子束强度, 使用与 $2^3S_1 \rightarrow 2^3P_2$ 跃迁 (1083 nm) 共振的激光对处于 2^3S_1 态的原子束进行二维横向冷却. 其中横向冷却的方法与在文献 [31] 中的设计类似. 激光横向冷却使得亚稳态原子束流径向压缩, 更多的原子可以射到距离约 1.5 m 外的探测器上.

同时, 我们在横向冷却腔之后增加了一个约 12 cm 长的波纹管, 将装置的后端水平偏移了一个角度, 通过调节偏折激光的方向, 可以使得三态 (2^3S_1) 的亚稳态氦原子被激光偏折后, 仍然能够到达被移动了的探测器上, 从而被探测到; 而原子束中的基态和单态 (2^1S_0) 亚稳态原子以及紫外光子、离子等, 与偏折激光没有作用, 不发生偏折, 从而不能到达后端的探测器. 由此可大大减小其涨落所导致的测量基线的变化, 实现“零背景”探测, 提高测量的信噪比.

氦原子束流被激光横向冷却压缩偏转后, 被另一束圆偏振的 1083 nm 抽运激光作用, 由于圆偏振的抽运激光可以将原子抽运到 2^3S_1 的 $m = \pm 1$ 子能级上, 而 $m = 0$ 子能级上的原子将被清空. 而原子束在穿过 Stern-Gerlach 磁场区域时, 由于磁场中在原子束垂直方向上有着很大的磁场梯度 (约 1 T/cm), 处于 $m = \pm 1$ 的原子将被磁场偏转, 从而不能穿过长度约 30 cm 的 Stern-Gerlach 磁场区域, 只有仍处于 $m = 0$ 子能级上的原子才不被磁场偏转, 到达探测器产生信号. 如果首先利用抽运激光将原子束中处于 $m = 0$ 态上的原子清空, 再在原子束进入磁场前, 使用一束探测激光, 扫描探测光频率经过 $2^3S_1 - 2^3P_J$ 跃迁时, 部分处于 2^3S_1 , $m = \pm 1$ 的原子将先被激发到 2^3P_J 能级, 再经由自发辐射落到 2^3S_1 , $m = 0$ 子能级, 这部分原子将能够到达探测器, 产生电信号被探测. 这样, 当探测激光没有和氦原子共振时探测器上将是零背景信号, 只有在激光和原子 $2^3S_1 - 2^3P_J$ ($J = 0, 1, 2$) 跃迁共振时, 探测器上才会有信号响应, 从而可以达到很高的探测灵敏度. 在本实验中, 由于需要抑制激光功率加宽效应, 探测激光必须很弱 (应当是饱

和功率的 1% 以下), 实际上在探测激光作用下发生跃迁的原子数很少, 因此背景信号的抑制和高灵敏的检测对于本实验至关重要.

本实验中需要三束激光来分别实现激光横向冷却、激光抽运和光谱探测. 实验的光路部分如图 4 所示. 一台 1083 nm 分布反馈式半导体激光

器 (DFB) 的频率锁定在氢原子的 $2^3S_1-2^3P_2$ 饱和吸收线上, 然后让其通过 Yb 掺杂光纤激光放大器得到了总功率输出约 800 mW 的激光束. 它的一部分约 700 mW 通过透镜扩束后作为横向冷却激光束输出, 另一部分约 10 mW 偏振化后作为抽运光输出.

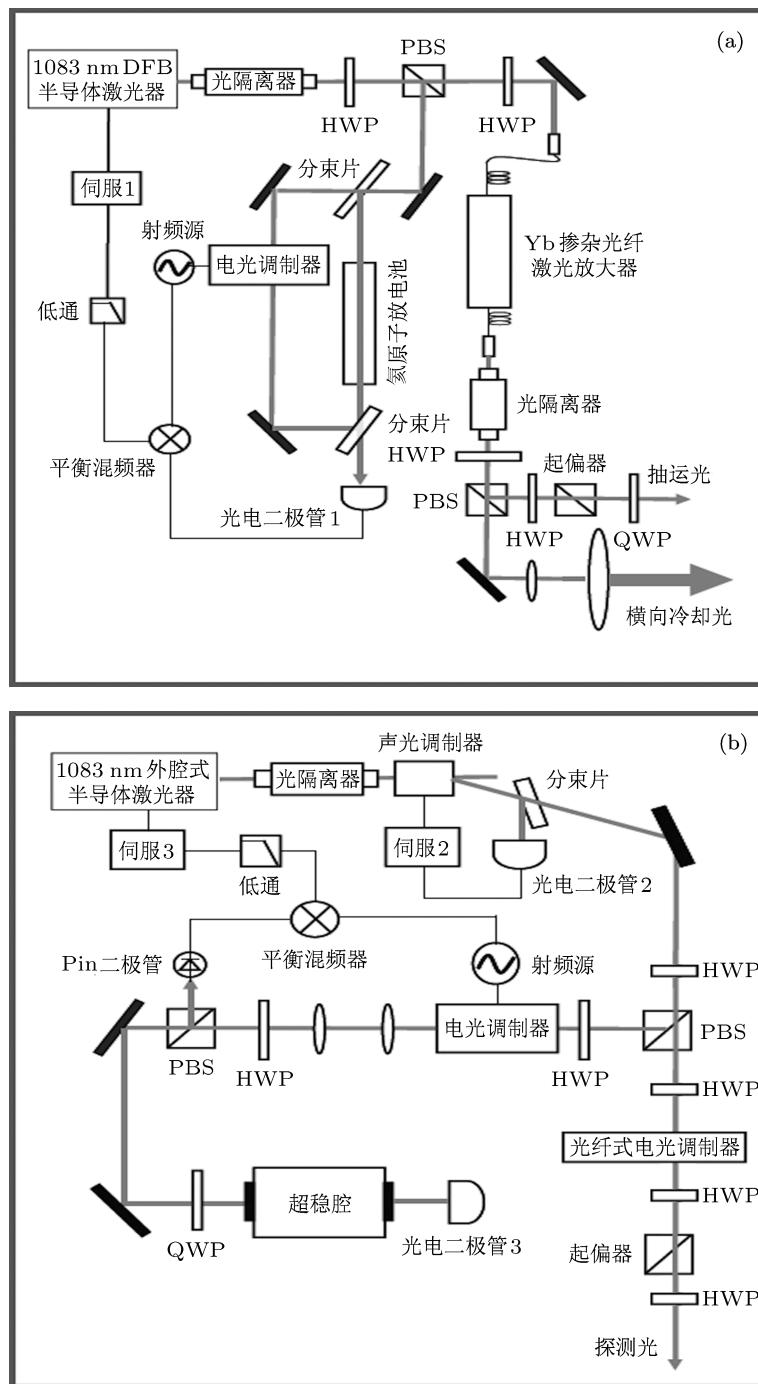


图 4 氢原子精密光谱实验光路图 (a) 横向冷却和抽运激光束锁频的结构框图; (b) 用于光谱探测的外腔式半导体激光器 (ECDL) 通过 Pound-Drever-Hall 方法锁频的结构图 (PBS 为偏振分束片; BS 为分束片; HWP 为半波片; QWP 为四分之一波片)

为实现高频率精度的探测, 需要探测激光具有极高的频率精度和稳定性. 我们实验中将一台外腔式半导体激光器 (ECDL) 通过 Pound-Drever-Hall^[32,33] 方法锁定在一个用超低热膨胀系数材料制成的 Fabry-Perot 干涉标准具 (ULE-FPI, 超稳腔)^[34] 的一个纵模上. 超稳腔被置于一个真空恒温系统中, 通过一个反馈式温度控制系统, 使其温度漂移被控制在 10 mK 以内. 恒温腔的真空维持在 10^{-5} Pa 水平, 实验测试和模拟分析都表明, 该 ULE-FPI 超稳腔的纵模稳定性好于 1 kHz. 此外, 通过一个声光调制器和自动反馈系统, 输出激光的功率也被准确控制, 在测量中保持恒定. 激光束最后再通过一个电光调制器 (EOM) 产生边带, 用其中一个边带作为探测激光, 扫描氢原子的 $2^3S_1-2^3P_J$ 跃迁的光谱, 来测量 2^3P_J 能级的精细结构. 由于激发边带的射频信号频率精度可达赫兹水平, 使得实验的频率稳定度完全由探测激光的锁频精度决定. 我们使用的超稳腔的纵模宽度约 300 kHz, 激光锁频精度可达 1 kHz 水平, 满足实验需要.

3 实验验证与分析

利用该实验装置, 我们首先对实验系统进行了测试, 以验证所设计实验方法的可行性. 首先对于原子束流强度、激光横向冷却的效果、以及激光偏折的效果进行了检验. 由于探测器的响应基本为每个亚稳态原子可产生一个电子, 实验中可以直接利用探测器输出的信号幅度来估算亚稳态原子束流的强度. 同时通过扫描横向冷却激光频率即可获得横向冷却激光的作用效果. 实验表明, 使用激光横向冷却使得 2^3S_1 亚稳态氢原子束流强度提高了约 50 倍, 目前达到约 2×10^8 原子/秒. 通过逐步偏转装置中在横向冷却腔后部的波纹管, 并根据探测器信号, 同步优化横向冷却激光的角度, 可在 2^3S_1 亚稳态原子束基本不损失的情况下, 把单态 2^1S_0 原子、离子、紫外光子产生的背景信号降低到约 1% 的水平, 可以满足实验要求.

通过扫描抽运光的频率和探测光的频率, 我们对该抽运和探测激光的作用、以及 Stern-Gerlach 磁场的态选择能力进行了检验. 首先, 我们关闭探测光, 而将抽运光的频率分别扫描过跃迁 $2^3S_1-2^3P_J$ ($J = 0, 1, 2$) 的三条精细谱线共振位置, 此时可以在探测器上分别观测到由于抽运作用导致的能到达探测器的 2^3S_1 ($m = 0$) 原子束流信号变化.

图 5(a), (b), (c) 是分别对应的三支 $2^3S_1-2^3P_{0,1,2}$ 的探测结果. 当抽运光不与原子跃迁共振时, 原子束中有大量原子处于 $m = 0$ 子能级, 不被 Stern-Gerlach 磁场偏转, 在探测器上产生信号. 当抽运激光与 $2^3S_1-2^3P_1$ 或 $2^3S_1-2^3P_2$ 跃迁共振时, 由于光的抽运作用, 使得几乎所有氢原子都被抽运到 $m = \pm 1$ 子能级上. 最后在 Stern-Gerlach 磁场的偏转作用下, 这些原子将不能到达探测器, 使得探测器上信号强度下降. 而当抽运光和 $2^3S_1-2^3P_0$ 跃迁共振时, 由于上态只有 $m = 0$ 一个子能级, 不但不会产生清空的效果, 反而使得部分原来布居在 $m = \pm 1$ 的原子经抽运作用到达 $m = 0$ 态, 抽运光增加了 $m = 0$ 态上的原子布居, 使得探测器信号强度增加. 该实验结果很好地验证了 Stern-Gerlach 磁场对原子束的偏转效果以及抽运激光的作用. 其次, 我们锁定抽运光频率在 $2^3S_1-2^3P_2$ 频率, 扫描探测激光器经过氢原子 $2^3S_1-2^3P_2$ 共振位置, 检测探测器上的亚稳态原子信号, 得到的光谱如图 5(d). 这一结果更进一步验证了整个实验方法的可行性.

由于在本实验中, 最后 $2^3S_1-2^3P_{0,1,2}$ 精细结构的测量是依靠对每个光谱信号峰的拟合来完成的, 最后实验的精度取决于能获得光谱信号的信噪比, 如果外界探测电路上的电信号噪声可以忽略, 原子束自身的散粒噪声将会是决定信号峰信噪比的决定性因素. 我们用数值模拟的方法, 研究了不同的亚稳态原子束流强度下, 最后所能达到的测量精度, 如图 6 上部所示. 数值模拟了在一个小时的测量时间里, 实验的测量精度. 可以看出只有当到达探测器的束流强度达到 2×10^8 原子/秒时, 最后光谱测量的精度才能到达 kHz 以下. 同样, 探测激光的频率稳定度对最后的测量精度有着关键的影响, 我们利用数值模拟方法, 模拟了探测激光在不同的锁频精度下, 对实验测量精度的影响, 如图 6 下部所示. 该结果表明要得到亚千赫兹的精度, 同样在约一小时的测量时间内, 探测激光的锁频稳定度要求必须在 10 kHz 以下. 我们目前实验设计的激光锁频精度以及原子束强度都将能满足以上要求.

此外, 实验过程中各种杂散电磁场干扰、激光束与原子束的准直精度等, 也会对测量结果产生相应的系统偏差, 表 1 显示了各种因素所可能导致的系统偏差的估算结果. 虽然通过精确修正的 Zeeman 哈密顿量公式^[35], 通过测量 $m = \pm 1$ 的

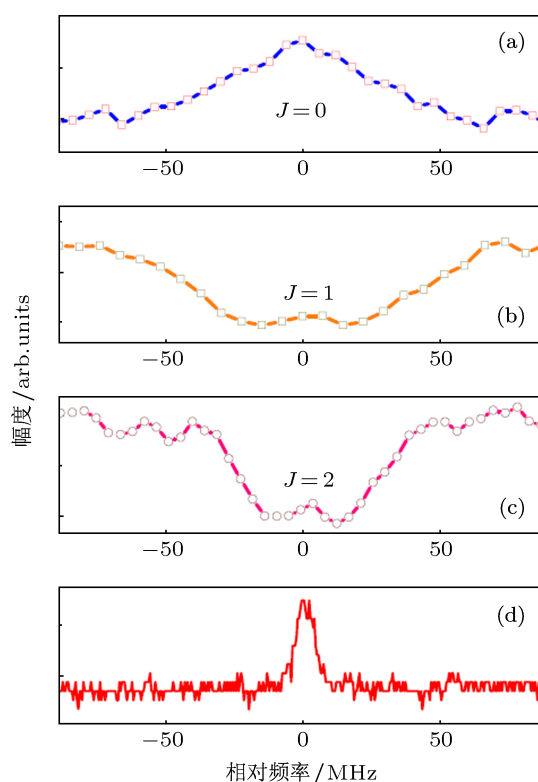


图5 氦精密光谱实验中抽运激光与探测激光扫描所得的光谱信号 (a), (b), (c) 分别为抽运光扫描经过氦原子 $2^3S_1-2^3P_J$ ($J = 0, 1, 2$) 共振峰时探测器上所获得的信号 (注意由于抽运激光功率较高, (a), (b), (c) 光谱存在着明显的功率加宽); (d) 为通过扫描探测激光所测量的 $2^3S_1-2^3P_2$ 的跃迁光谱

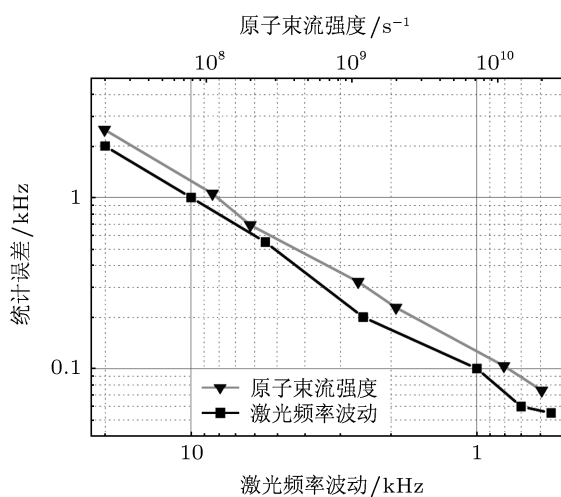


图6 原子束强度和激光频率稳定度对实验测量精度的影响

能级分裂可以计算出残余磁场分量, 使得由磁场带来的实验测量误差可以降低到 0.3 kHz 的量级^[24], 但是为了防止一些随机的空间磁场涨落带来的误

差, 我们还是通过三层磁屏蔽把测量区域的残留磁场降低到了 $0.08 \mu\text{T}$ 的量级, 这使得我们修正后磁场带来的频率测量误差至少可以降低到 0.1 kHz 以下的水平. 通过对探测激光光强的控制, 我们使用 $2 \mu\text{W}$ 左右的激光, 使得由激光带来的 AC Stark 偏移降到最小约 0.1 kHz . 由于探测激光和原子束的准直度将很大程度上影响光谱测量到亚千赫兹的水平, 我们将通过使探测激光束原路返回的办法, 来抵消一阶多普勒效应, 但是这种方法对两束光之间的相对夹角偏差要求较高, 为得到亚千赫兹的光谱数据, 两束光的相对夹角要求小于 $2 \mu\text{rad}$, 通过猫眼^[36] 透镜系统的配置, 可以把两束激光的夹角误差降低到 $1 \mu\text{rad}$ ^[26,37], 使由于多普勒偏移导致的误差降低到 0.3 kHz . 以上各效应可能导致的系统偏差被列于表 1 中. 可以看到, 总的系统偏差可减小到 0.5 kHz 以下.

表 1 氦原子 $1s2p \ 2^3P_J$ 精细结构测量系统误差

	来源	估计量值	系统偏差
Zeeman 频移	磁场	$0.08 \mu\text{T}$	$< 0.1 \text{ kHz}$
AC Stark	探测激光功率	$2 \mu\text{W}$	$< 0.1 \text{ kHz}$
多普勒频移	探测激光准直	$1 \mu\text{rad}$	$< 0.3 \text{ kHz}$
探测散粒噪音	原子束强度	10^9 atom/s	0.2 kHz
频率噪音	激光锁频精度	2 kHz	0.1 kHz

4 结论

以上分析和目前的实验结果表明, 我们所设计的激光冷却和偏折原子束的实验方案, 不但可提高 2^3S_1 亚稳态氦原子束强度近两个量级, 另一方面可实现对所选择的三态原子的偏折, 已经成功地将单态原子、离子和光子等产生的探测背景降低到 1% 水平, 从而可能大幅提高测量信噪比. 我们所设计的激光锁频和光谱扫描方案, 可实现亚 kHz 精度的光谱测量. 根据已经获得的实验参数分析, 我们目前的实验方案, 将能够满足氦原子精细结构亚千赫兹测量精度这一目标. 同时, 该实验系统还可应用于对氦原子其他光谱跃迁的测量, 以及兰姆位移、同位素频移等实验测量工作. 由于氦原子是最基本的多电子原子, 随着高精度计算能力的不断进步, 相应的实验测量与理论计算的发展, 将使其成为一个独特的精密原子物理研究平台.

- [1] Hylleraas E A 1929 *Z. Phys.* **54** 347
- [2] Kinoshita T 1957 *Phys. Rev.* **105** 1490
- [3] Schwartz C 1964 *Phys. Rev.* **134** A1181
- [4] Frankowski K, Pekeris C L 1966 *Phys. Rev.* **146** 46
- [5] Goldman S P 1998 *Phys. Rev. A* **57** R677
- [6] Korobov V I 2002 *Phys. Rev. A* **66** 024501
- [7] Schwartz C 2006 *Int. J. Mod. Phys. E* **15** 877
- [8] Liu Y X, Zhao Z H, Wang Y Q, Chen Y H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 2620 (in Chinese) [刘玉孝, 赵振华, 王永强, 陈玉红 2005 物理学报 **54** 2620]
- [9] Drake G W F 1993 *Long Range Casimir Forces: Theory and Recent Experiments on Atomic Systems* (New York: Plenum Press) p107
- [10] Lewis M L, Serafino P H 1978 *Phys. Rev. A* **18** 867
- [11] Kponou A, Hughes V W, Johnson C E, Lewis S A, Pichanick F M J 1971 *Phys. Rev. Lett.* **26** 1613
- [12] Zhang T, Yan Z C, Drake G W F 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1715
- [13] Drake G W F 2002 *Can. J. Phys.* **80** 1195
- [14] Pachucki K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 013002
- [15] Pachuchi K, Yerokhin V A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 062516
- [16] Pachucki K, Yerokhin V A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 070403
- [17] Lamb W E 1957 *Phys. Rev.* **105** 559
- [18] Colegrove F D, Franken P A, Lewis R R, Sands R H 1959 *Phys. Rev. Lett.* **3** 420
- [19] Pichanick F M J, Swift R D, Johnson C E, Hughes V E. 1968 *Phys. Rev.* **169** 55
- [20] Lewis S A, Pichanick F M J, Hughes V W 1970 *Phys. Rev. A* **2** 86
- [21] Storry C H, George M C, Hessels E A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3274
- [22] George M C, Lombardi L D, Hessel E A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 173002
- [23] Borbely J S, George M C, Lombardi L D, Weel M, Fitzakerley D W, Hessels E A 2009 *Phys. Rev. A* **79** 060503
- [24] Castilleja J, Livingston D, Sanders A, Shiner D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4321
- [25] Smiciklas M, Shiner D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 123001
- [26] Giusfredi G, Pastor P C, De Natale P, Mazzotti D, De Mauro C, Fallani L, Hagel G, Krachmalnicoff V, Inguscio M 2005 *Can. J. Phys.* **83** 301
- [27] Zelevinsky T, Farkas D, Gabrielse G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 203001
- [28] Hu S M, Lu Z T, Yan Z C 2009 *Front. Phys. China* **4** 165
- [29] Petrasso R, Ramsey A T 1972 *Phys. Rev. A* **5** 79
- [30] Cheng C F, Jiang W, Yang G M, Sun Y R, Pan H, Gao Y, Liu A W, Hu S M 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 123106
- [31] Cheng C F, Yang G M, Jiang W, Pan H, Sun Y, Liu A W, Cheng G S, Hu S M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 103701 (in Chinese) [程存峰, 杨国民, 蒋蔚, 潘虎, 孙羽, 刘安雯, 成国胜, 胡水明 2011 物理学报 **60** 103701]
- [32] Drever R W P, Hall J L, Kowalski F V, Hough J, Ford G M, Munley A J, Ward H 1983 *Appl. Phys.* **B** **31** 97
- [33] Salomon C, Hils D, Hall J L 1988 *J. Opt. Soc. Am.* **B** **5** 1576
- [34] Jacobs S F 1986 *Opt. Acta* **33** 1377
- [35] Yan Z C, Drake G W F 1994 *Phys. Rev. A* **50** R1980
- [36] Zhao Y Z, Sun H Y, Song F H, Tang L M, Wu W W, Zhang X, Guo H C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2284 (in Chinese) [赵延伸, 孙华燕, 宋丰华, 唐黎明, 吴伟伟, 张曦, 郭惠超 2008 物理学报 **57** 2284]
- [37] Snyder J J 1975 *Appl. Opt.* **14** 1825

Precision spectroscopy of helium using a laser-cooled atomic beam*

Sun Yu Feng Gao-Ping Cheng Cun-Feng Tu Le-Yi Pan Hu
Yang Guo-Min Hu Shui-Ming[†]

(Hefei National Laboratory for Physical Sciences at the Microscale, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

(Received 7 November 2011; revised manuscript received 28 February 2012)

Abstract

The $2^3P_{0,1,2}$ fine structure interval of ^4He can be determined to 10^{-8} accuracy both theoretically and experimentally. It can be used either to determine the fine structure constant or to test the quantum electrodynamics theory. To reach this goal, it is necessary to measure the fine structure splitting to sub kHz accuracy by increasing the signal-to-noise ratio and eliminating the systematic deviations. In the experimental configuration of present study, transverse laser cooling is used to obtain an intense metastable helium atom beam. The triple state metastable atoms are also bent from the original atomic beam to reduce the background noise. The spectral scanning will be accomplished by tuning the sideband of a frequency-locked diode laser to maintain sufficient frequency stability during the scan. The experimental method has been tested on the setup recently built, and the analysis shows that a sub-kHz precision is feasible.

Keywords: helium atom, precision spectroscopy, fine-structure constant, laser cooling

PACS: 06.20.Jr, 32.10.Fn, 32.30.-r, 37.10.De

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 90921006).

[†] E-mail: smhu@ustc.edu.cn