量子光学学报 31(4):040601, 2025
Journal of Quantum Optics

DOI:10.3788/JQO20253104.0601

^{39}K-^{87}Rb双组分玻色–爱因斯坦凝聚体中幻零波长的实验研究

余浩坤， 张越， 王泽奎， 王亚洲， 陈良超†

（光量子技术与器件全国重点实验室，山西大学光电研究所，山西 太原 030006）

摘要： 在^{39}K-^{87}Rb双组分玻色–爱因斯坦凝聚体（Bose-Einstein condensates, BECs）中，利用Kapitza-Dirac（KD）散射精确测量了^{39}K原子和^{87}Rb原子的幻零波长。我们发现幻零波长随磁场强度发生了显著变化，并且两种原子的幻零波长随磁场强度的变化速率不同。特别地，^{39}K原子的超精细塞曼子能级$|1,-1\rangle$态幻零波长的变化速率约为7.53×10^{-3} nm/G。相比而言，^{87}Rb原子的幻零波长变化速率仅为^{39}K原子的1/5左右，这一结果不能用常规的计算幻零波长的公式来解释。我们的实验结果为精确计算磁场中的幻零波长提供了依据，也对实验上利用磁场和光场联合调控超冷原子具有指导意义。

关键词： 超冷原子；光频移；幻零波长

中图分类号： O562　　**文献标识码：** A

1 引言

超冷原子气体具有丰富的操控和探测手段，是进行量子模拟实验研究的优良平台[1–3]。利用Feshbach共振技术可以灵活调节原子间的相互作用，从而研究物质波孤子[4]、量子液滴[5]、多体局域化[6]、非平衡动力学[7]等重要课题。将超冷原子装载到各种构型的光晶格中，可以模拟凝聚态物理中的重要模型[8–9]，探索新奇的拓扑物态或输运过程[10–11]。对于超冷原子气体，可以进行飞行时间测量[12]、原位测量[13]、晶格格点分辨测量[14]、光谱或频谱测量[15]等，获得高质量的物态或能带结构信息。

光晶格是调控超冷原子气体的重要手段，极大拓展了超冷原子气体的研究范围。光晶格由相互对射的激光光束形成的驻波光场构成。原子在光场中会发生光频移，在驻波光场中将会感受到周期性变化的势能（光频移）函数，非常类似于电子在晶体材料中感受到的具有平移对称性的周期性势能，因此可以用光晶格来模拟凝聚态物理中基础的晶格模型。光频移通常主要包含标量光频移、矢量光频移和张量光频移三项，对于特定能级上的原子，在一定的波长下，各项光频移相互抵消，原子总的光频移为零，这一波长称为幻零波长（magic-zero wavelength），也称为tune-out波长[16]。实验上常用的另一种特殊激光波长是魔术波长（magic wavelength），在魔术波长作用下，原子两个特定能级光频移完全相同。魔术波长常用于原子钟的相关研究[17]。实验上有多种方式可以测量原子的幻零波长，包括Mach-Zehnder原子干涉仪[18]、多通道光学微腔[19]、Kapitza-Dirac（KD）散射[20]以及高精度相移测量[21]

收稿日期： 2025-01-20；**接受日期：** 2025-03-11

基金项目： 国家重点研发计划课题（2021YFA1401700；2022YFA1404101）；国家自然科学基金项目（12034011；12374245；12004229）

作者简介： 余浩坤（2000–），男，湖北鄂州人，硕士研究生，主要研究方向为超冷原子物理。

†**通信作者：** 陈良超，E-mail: chenlchao87@sxu.edu.cn

中国知网 https://www.cnki.net

等方法。目前已精确测量或计算了^{87}Rb[22]、^{39}K[23]、^{6}Li[24]、^{23}Na、^{133}Cs[25]和He[26]等原子的幻零波长。幻零波长的激光光束已经被用来构造双层扭转光晶格[27]和自旋依赖光学超晶格[28]、协同冷却双组分原子[29]、实验验证QED理论[30]等。因此，研究和测量准确的幻零波长对超冷原子光晶格实验有重要意义。

我们在实验上利用KD散射精确测量了超冷^{39}K和^{87}Rb原子在不同光场偏振下的幻零波长。KD散射是测量光晶格阱深的重要技术[31]。当我们对超冷原子气体施加一个短的光晶格脉冲时，在周期性光频移的作用下，超冷原子的物质波被映射上周期性的相位差。因此，通过飞行时间吸收成像测量超冷原子的动量分布时，可以探测到新出现的高动量分布。我们利用可调谐钛宝石激光器产生幻零波长的光束，调节激光光束的波长，当波长刚好等于幻零波长时，飞行时间测量探测不到超冷原子的高动量态。我们测量了不同波长下，转移到高动量态的原子数比例，从而准确确定了幻零波长的大小。特别地，我们选用的光束偏振构型使得晶格势能同时包含标量光频移和矢量光频移的作用。在该偏振构型下，我们观测到幻零波长会随着磁场强度发生显著移动，这一现象不能用常规的光频移计算公式来解释。我们的实验结果为在磁场中应用幻零波长光束调控原子气体提供了重要依据。

2 理论背景

2.1 光频移

原子在大失谐光场中的光频移（常常也称为AC stark效应[32]）可用公式（1）来描述[33]：

$$\Delta U\left(F,m_F;\omega\right)=-I\left[\alpha^{(0)}(\omega)+\alpha^{(1)}(\omega)\left(\epsilon\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}}\cdot\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{B}}\right)\frac{m_F}{F}+\alpha^{(2)}(\omega)\frac{3\cos^2\phi-1}{2}\frac{3m_F^2-F(F+1)}{F(2F-1)}\right]。\tag{1}$$

公式（1）包含标量项、矢量项、张量项三项，更高阶的光频移通常可忽略掉。$\alpha^{(0)}(\omega)$、$\alpha^{(1)}(\omega)$、$\alpha^{(2)}(\omega)$分别称为标量极化率、矢量极化率和张量极化率。公式（1）中，F是原子的总角动量量子数，m_F是磁量子数，ω是激光光束的频率，I是激光光束的光强。ϵ表示光束偏振的椭圆度，$\epsilon=\pm1$分别代表右旋圆偏振和左旋圆偏振，$\epsilon=0$表示线性偏振光束。$\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}}$和$\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{B}}$分别是光场波矢的单位矢量和磁场强度的单位矢量，指代光场和磁场的方向。当光束与磁场的夹角为ϕ时，有$\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}}\cdot\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{B}}=\left|\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{k}}\right|\left|\boldsymbol{e}_{\boldsymbol{B}}\right|\cos(\phi)$。由公式（1）可知，在一定的光强下，标量光频移主要依赖于光束的频率。矢量光频移依赖于光束的频率、光束的偏振、光束与磁场强度的夹角、原子的磁量子数和总角动量。张量光频移与光束的频率、光束与磁场的夹角、磁量子数和总角动量有关。对于基态的碱金属原子[34]，电子的总角动量$J=1/2$，此时$\alpha^{(2)}(\omega)=0$。我们的实验正对应这种情形，因此我们只需考虑标量光频移和矢量光频移两项。实验上幻零波长处在碱金属原子的D1线和D2线之间，此时各阶极化率有如下公式：

$$\alpha^{(0)}(\omega)\approx-\frac{\pi c^2\Gamma_{\mathrm{D2}}}{2\omega_0^3}\left(\frac{2}{\delta_{\mathrm{D2}}}+\frac{1}{\delta_{\mathrm{D1}}}\right),\tag{2}$$

$$\alpha^{(1)}(\omega)\approx-\frac{\pi c^2\Gamma_{\mathrm{D2}}}{2\omega_0^3}\left(\frac{1}{\delta_{\mathrm{D2}}}-\frac{1}{\delta_{\mathrm{D1}}}\right)g_F F,\tag{3}$$

$$\alpha^{(2)}(\omega)\approx0。\tag{4}$$

上式中的Γ_{D2}是D2线的激发态衰减速率，$\delta_{D1}=\omega-\omega_{\mathrm{D1}}$和$\delta_{D2}=\omega-\omega_{\mathrm{D2}}$分别为激光频率相对于D1线和D2线共振频率（$\omega_{\mathrm{D1}}$和$\omega_{\mathrm{D2}}$）的失谐。$\omega_0=\left(\omega_{\mathrm{D1}}+2\omega_{\mathrm{D2}}\right)/3$，为有效频率[16]。公式中的朗德$g$因子表达式为：

$$g_F=\left[\frac{F(F+1)+J(J+1)-I(I+1)}{2F(F+1)}\right]g_J,\tag{5}$$

$$g_J=1+\frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}。\tag{6}$$

其中：J代表原子中电子的总角动量，S代表电子自旋角动量，L是电子轨道角动量，I是原子的核自旋角动量。根据上面的公式就可以计算出在不同基态超精细塞曼子能级上的^{39}K原子和^{87}Rb原子的幻零波长。

2.2 幻零波长光晶格

根据公式（1）—（6）可以计算原子在不同偏振光场中的光频移。实验上常用对射的两束光构成光晶格，调节两束光的偏振可以改变光晶格的势能函数。我们分别讨论以下四种偏振的组合[33]：平行的线偏振（组合Ⅰ）、垂直的线偏振（组合Ⅱ）、平行的圆偏振（组合Ⅲ）、和垂直的圆偏振（组合Ⅳ）。

组合Ⅰ：假设两束光的光强均为I，则平行线偏振的两束光干涉形成稳定的驻波光场，并且驻波光场也是线偏振的。因此公式（1）表达为：

中国知网 https://www.cnki.net

$$\Delta U_1=-4I\alpha^{(0)}(\omega)\cos^2 kz, \tag{7}$$

此时，光频移只有标量项，同一超精细能级上的不同塞曼子能级（相同的F，不同的m_F）将感受到相同的晶格势能。

组合Ⅱ：这种情形下，两束光的合成光场在光束传播方向上有恒定的光强，但偏振类型（椭圆度）会周期性变化，此时公式（1）表达为：

$$\Delta U_2=-2I\left[\alpha^{(0)}(\omega)+\alpha^{(1)}(\omega)\epsilon\cos(\phi)\frac{m_F}{F}\sin(2kz)\right], \tag{8}$$

可见，光频移包含标量项和矢量项，但标量项没有实空间中的周期性变化，不参与构建光晶格。

组合Ⅲ：合成光场具有处处相同的圆偏振，但光强在实空间中周期性变化。因此，公式（1）表达为：

$$\Delta U_3=-4I\cos^2(kz)\left[\alpha^{(0)}(\omega)+\alpha^{(1)}(\omega)\epsilon\cos(\phi)\frac{m_F}{F}\right], \tag{9}$$

可见，晶格势能包含标量项和矢量项两部分。在幻零波长下，晶格势能完全消失。组合Ⅲ中，通过调节光强和波长，可以灵活调节不同塞曼子能级的原子感受到的晶格势能，因此适宜用来构造自旋依赖的光晶格[35]。对于不同塞曼子能级的原子组成的混合超冷原子气体，可以用每个子能级的幻零波长独立调节该子能级感受到的晶格深度，同时完全不干扰另一子能级。实验上利用这种特征构造了双层扭转光晶格[27]。

组合Ⅳ：合成光场是线偏振的，并且当原子沿着光束传播方向运动时，感受到的是偏振围绕光束轴向旋转的线偏振。另外，合成光场的光强不随位置而变化。因此公式（1）变为：

$$\Delta U_4=-2I\alpha^{(0)}(\omega)。 \tag{10}$$

这种偏振组合无法形成晶格势能，不能用来构造光晶格。

3　实验过程及讨论

实验制备双组分BECs的步骤在我们此前的文章中有过详细介绍[36]，这里仅做简单说明。我们通过二维磁光阱（two-dimensional magneto-optical trap，2D MOT）冷却和捕获^{39}K-^{87}Rb混合原子气体，形成一束水平方向的原子束。然后利用蓝失谐和红失谐推送光，将2D MOT中的原子束加速推送至三维磁光阱（3D MOT）。为了减少^{87}Rb原子和^{39}K原子在3D MOT里的光诱导碰撞损耗[37]，并提高MOT的装载效率，我们对^{87}Rb原子使用了暗磁光阱（Dark MOT）技术。经过30 s的装载时间，3D MOT捕获了足够数量的^{39}K和^{87}Rb原子。装载结束后，迅速增大四极磁场梯度，从而压缩磁光阱（CMOT），增大原子气体密度。在CMOT阶段结束后进行光学黏团冷却[38]（Molasses），进一步降低原子团温度。在Molasses冷却结束后，通过光泵浦过程将^{39}K原子和^{87}Rb原子抽运到塞曼子能级$|2,2\rangle$态，该子能级属于低场趋近态，可以被四极磁阱捕获。在短暂的光泵浦过程结束后，迅速开启四极磁阱并逐渐将磁阱梯度提升到74 G/cm左右，从而将预冷却的原子装载到磁阱中。在磁阱的磁场零点附近，塞曼分裂导致的子能级劈裂很小，子能级间会发生马约拉纳跃迁[39]，原子由低场趋近态跃迁到高场趋近态，最后从磁阱中逃逸。这一过程在原子气体的温度降低，密度升高时，会造成严重的原子损耗与加热。为解决这一问题，我们采用了光学堵塞四极磁阱的方案，将一束20 W功率的532 nm激光光束聚焦后，照射到磁阱中心。原子被532 nm光束从磁阱中心区域排斥开，因此马约拉纳损耗被抑制。在光学堵塞四极磁阱中，利用微波蒸发冷却技术逐渐降低了^{87}Rb原子的温度，同时通过^{39}K与^{87}Rb原子之间的协同冷却过程，^{39}K原子的温度也会逐渐降低。在磁阱中充分冷却后，缓慢降低磁阱梯度，同时迅速升起交叉光学偶极阱的光功率，原子气体被转移到光阱中。在光阱中蒸发两步后，分别用微波和射频场将^{87}Rb原子和^{39}K原子从$|2,2\rangle$态转到$|1,1\rangle$态，这里必须先进行^{87}Rb的转态，以避免^{87}Rb原子和^{39}K原子之间的自旋交换碰撞释放出大量热能。光阱蒸发第三步后，在低磁场下（6 G左右）通过射频线圈将两种原子都转到$|1,-1\rangle$态，再将均匀的Feshbach磁场增大到119 G附近，利用^{87}Rb和^{39}K在117.6 G的Feshbach共振点，优化^{39}K原子和^{87}Rb原子的协同冷却效率。最后，经过光阱中的进一步蒸发后，制备出$|1,-1\rangle$态的^{39}K和^{87}Rb双组分BECs。

我们用一台Coherent公司生产的连续可调谐钛宝石激光器（Ti: sapphire）产生实验所需的激光光束，光束的波长可在700 nm到900 nm范围内连续调节。图1（a）展示了原子云附近的光路示意图，光束穿过原子云后，经凹面反射镜原路返回形成稳定的驻波光场。光束的偏振首先经过偏振分束器（图中未画出）纯化为稳定的线偏光，然后用λ/2波片和λ/4波片配合调整成实验所需的左旋或右旋圆偏光。光束经

中国知网　https://www.cnki.net

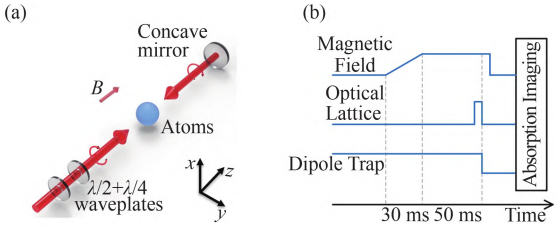


Fig. 1. (a) Light path of tune-out wavelength experiment; (b) Time sequence for experiment

图1.（a）幻零波长实验光路；(b)实验时序图

凹面反射镜反射后，圆偏光的偏振旋转方向与入射光相同。这种偏振组合对应上文中的组合III，当光束波长调节为幻零波长时，光晶格的周期性势能完全消失。因此我们可以用KD散射来标定幻零波长，当KD散射的高动量态原子数最小时，对应的波长就是幻零波长。实验上我们设置偏置磁场的方向为z轴方向，与光束传播方向的夹角为5°左右。图1(b)展示的是实验的时序图。首先，我们在交叉光学偶极阱中做出^{87}Rb原子或^{39}K原子的单组分BEC；然后，在30 ms内将偏置磁场的强度线性增加至目标值，等待50 ms使磁场稳定；其次，施加一个持续时间为4 μs的一维光晶格脉冲，其中光晶格入射光的光功率设置为约100 mW；最后，脉冲结束后关断交叉光学偶极阱做20 ms的TOF(time of flight)成像，测量高动量态原子数与总原子数的比值。在成像过程中，光阱关断后还要将偏置磁场保留5 ms，等待超冷原子气体充分膨胀降低密度。这是因为^{39}K原子在低磁场区域有一个Feshbach共振点，关断偏置磁场，磁场强度下降过程中会扫过这一共振点，造成额外的原子损耗。降低原子云密度后再关断偏置磁场可以避免这一问题。

图2展示的是测量^{39}K原子和^{87}Rb原子的实验数据，其中光束的偏振椭圆度设置为$\epsilon=-1$（左旋圆偏振），偏置磁场设为57 G。在测量幻零波长时，我们首先在理论预期的幻零波长附近，以0.05 nm的步长粗略扫描激光光束的波长。在真实的幻零波长附近，光晶格阱深已经比较浅，KD散射只能散射出±1级的高动量态。然后我们在粗略确认的范围内细致扫描光束的波长，测量±1级高动量态的原子数和总原子数。图2中的数据是不同波长下高动量态原子数和总原子数的比值，用高斯函数拟合实验数据，最后获得准确的幻零波长。

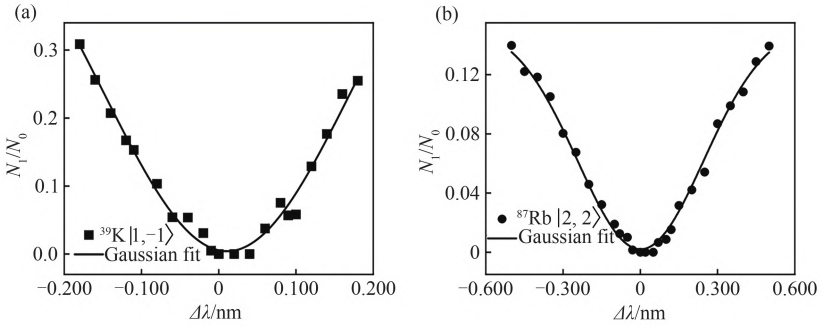


Fig. 2. The fraction of first-order momentum state near tune-out wavelength for dual-species atoms

(a) Optical lattice with polarization $\epsilon=-1$, measured data for ^{39}K$|1,-1\rangle$ state, $\Delta\lambda=\lambda-768.76$; (b) Optical lattice with polarization $\epsilon=-1$, measured data for ^{87}Rb$|2,2\rangle$ state, $\Delta\lambda=\lambda-785.15$ (Each tune-out wavelength is determined over at least 20 times measurements).

图2. 两种原子在幻零波长附近的一阶动量态占比

（a)光晶格$\epsilon=-1$偏振，^{39}K原子$|1,-1\rangle$态实验数据，横坐标$\Delta\lambda=\lambda-768.76$；(b)光晶格$\epsilon=-1$偏振，^{87}Rb原子$|2,2\rangle$态实验数据，横坐标$\Delta\lambda=\lambda-785.15$(每个幻零波长都经过20-30次的实验测量来确定)。

为了验证实验结果的准确性，我们测量了在两种圆偏振下，处在不同塞曼子能级的^{87}Rb原子的幻零波长。此时偏置磁场强度为10 G，方向为z轴方向。实验数据和理论值的对照如表1所示，可看出实验结果与参考文献[16]中的理论计算值基本吻合。实验上，磁场方向与光束传播方向的夹角会造成实验测量值的偏差。因此，本文通过公式(1)计算的幻零波长均考虑了磁场方向与光束的夹角(5°左右)。

实验上常常用磁场调控Feshbach共振技术来调节原子间的相互作用。当我们联合利用Feshbach共振和幻零波长光晶格来调控超冷原子气体时，发现幻零波长随磁场强度的变化发生了移动。因此我们仔细测量了^{39}K原子和^{87}Rb原子在不同磁场强度下的幻零波长。受限于偏置磁场线圈的性能，我们只

中国知网 https://www.cnki.net

表1. 两种圆偏振下^{87}Rb原子的幻零波长

Tab. 1. Tune-out wavelengths for ^{87}Rb atom in two kinds of circular polarization

偏振	$\|F,m_F\rangle$	理论计算[16]/nm	公式(1)计算/nm	其他实验数据/nm	本文实验数据/nm
$\epsilon=-1$	$\|1,-1\rangle$	787.59	787.550	787.620[20]	787.610
	$\|1,\ 0\rangle$	790.06	790.005	790.020[33]	790.040
	$\|2,\ 2\rangle$	785.14	785.111	785.153[42]	785.214
$\epsilon=1$	$\|1,-1\rangle$	792.53	792.475	792.462[33]	792.428
	$\|1,\ 0\rangle$	790.06	790.005	790.020[33]	789.995

能在70 G以内进行测量。实验上分别制备了$|1,-1\rangle$态的^{39}K原子和^{87}Rb原子的单组分BECs。调节偏置磁场强度到不同的值，然后按照图2中的测量方法测量相应的幻零波长。对于^{39}K原子，由于其在低磁场条件下，散射长度为负值，无法形成BECs，因此磁场的测试范围截止到40 G左右。实验结果如图3所示，其中激光光束的偏振椭圆度分别设置为$\epsilon=-1$和$\epsilon=+1$。

由图3可见，当偏振椭圆度$\epsilon=-1$时，随着磁场强度增大，两种原子的幻零波长均线性增大。我们用线性函数去拟合实验数据，取得了很好的拟合效果。拟合结果给出，^{39}K原子的幻零波长随磁场强度变化的移动速率为7.53×10^{-3} nm/G，^{87}Rb原子的幻零波长移动速率为1.34×10^{-3} nm/G，^{39}K原子幻零波长的移动速率显著大于^{87}Rb原子。我们用公式(1)计算了实验条件下$|1,-1\rangle$态^{39}K原子的幻零波长，结果为768.403 nm，同样根据公式计算^{87}Rb原子的幻零波长为787.550 nm。对于^{39}K原子，其幻零波长的公式计算值与高磁场下的实验结果出现了无法忽视的差异(图3(a)中，两者差值大于0.25 nm)。根据线性拟合的结果可以反推得到，偏置磁场强度为5.8 G时，幻零波长刚好为计算值768.403 nm；^{87}Rb原子在偏置磁场强度趋于零时，实验结果与计算值相差0.04 nm。需要注意的是，公式(1)中没有直接包含磁场强度的影响，只包含了光束传播方向与磁场方向夹角的影响。在低磁场强度下，公式(1)的准确度较好，在高磁场强度下则应该进行适当的修正。

当光晶格光束的偏振椭圆度调整为$\epsilon=+1$时，^{39}K原子和^{87}Rb原子幻零波长随磁场强度的增大而线性递减。我们仍然用线性函数拟合实验数据，得到的结果

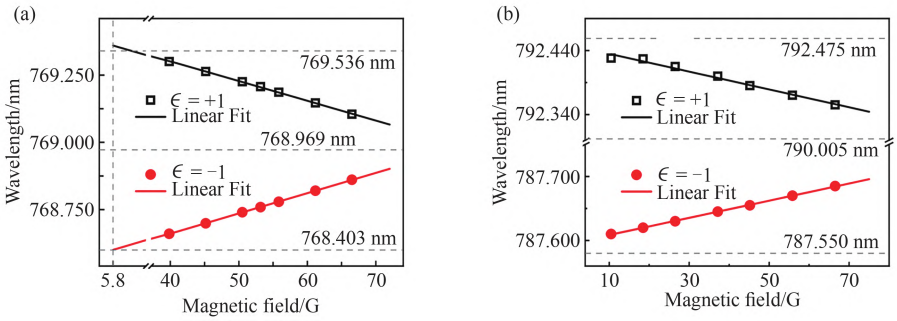


Fig. 3. (a) Optical lattice with polarization $\epsilon=\pm1$, tune-out wavelength versus the magnetic field strength for ^{39}K $|1,-1\rangle$ state; (b) Optical lattice with polarization $\epsilon=\pm1$, tune-out wavelength versus the magnetic field strength for ^{87}Rb $|1,-1\rangle$ state

The scattered points in the figure are experimental data, and the solid line is the linear fit. The linear fit slopes of ^{39}K are 7.53×10^{-3} nm/G and -7.34×10^{-3} nm/G, and the linear fit slopes of ^{87}Rb are 1.34×10^{-3} nm/G and -1.5×10^{-3} nm/G, respectively.

图3. (a)光晶格$\epsilon=\pm1$偏振，^{39}K原子$|1,-1\rangle$态的幻零波长随磁场强度的变化；(b)光晶格$\epsilon=\pm1$偏振，^{87}Rb原子$|1,-1\rangle$态的幻零波长随磁场强度的变化

图中散点为实验数据，实线是线性拟合，^{39}K原子的线性拟合斜率分别为7.53×10^{-3} nm/G和-7.34×10^{-3} nm/G，^{87}Rb原子线性拟合斜率分别为1.34×10^{-3} nm/G和-1.5×10^{-3} nm/G。

中国知网　https://www.cnki.net

是，^{39}K原子幻零波长的移动速率为-7.34×10^{-3} nm/G，^{87}Rb原子的移动速率为-1.5×10^{-3} nm/G。根据公式(1)计算得到，当$\epsilon=+1$时，实验条件下的$|1,-1\rangle$态^{39}K原子的幻零波长为769.536 nm，^{87}Rb原子的幻零波长为792.475 nm。在该光束偏振下，^{39}K原子的公式计算值仍然与图3(a)中高磁场强度下的实验结果有较大差异(差值大于0.23 nm)，同样根据拟合结果可以反推，磁场强度为7.9 G时，幻零波长刚好等于理论值769.536 nm，在磁场强度趋于零时，^{87}Rb原子的实验结果与理论值792.475 nm的偏差约为0.02 nm。

比较图3中的结果，$\epsilon=+1$和$\epsilon=-1$时的幻零波长移动速率大小基本一致、符号相反。由于公式(1)中只有矢量项包含偏振椭圆度ϵ，并且矢量项的大小与ϵ呈线性关系，因此我们推测幻零波长随磁场强度的变化主要来源于矢量光频移。随着磁场强度的增大，两种偏振下的幻零波长逐渐向无矢量光频移的幻零波长靠近，说明矢量光频移随磁场强度增大而减小。

我们在更多超精细塞曼子能级上测量原子的幻零波长。由于^{39}K原子背景散射长度为负值，在BECs的态制备上有很多限制，因此我们只对^{87}Rb原子进行测量。我们制备出^{87}Rb BECs，然后将激光光束的偏振椭圆度设为$\epsilon=-1$，最后测量出不同磁场强度下的幻零波长，实验结果如图4(a)所示。公式(1)计算得到的^{87}Rb原子$|2,2\rangle$态幻零波长为785.111 nm，与偏置磁场强度为10 G时的实验结果(见表1)相差约0.1 nm。由图4(a)可见，当磁场变化56 G时，幻零波长仅移动了0.016 nm，远小于图3(b)所示的变化量。我们推测在增大z方向的偏置磁场强度时，由于x方向或y方向残留有剩余磁场，导致总磁场角度发生变化，从而导致幻零波长的移动。通过公式(1)反推，当幻零波长移动0.016 nm时，ϕ角的变化量为1.3°，符合我们的实验误差范围。

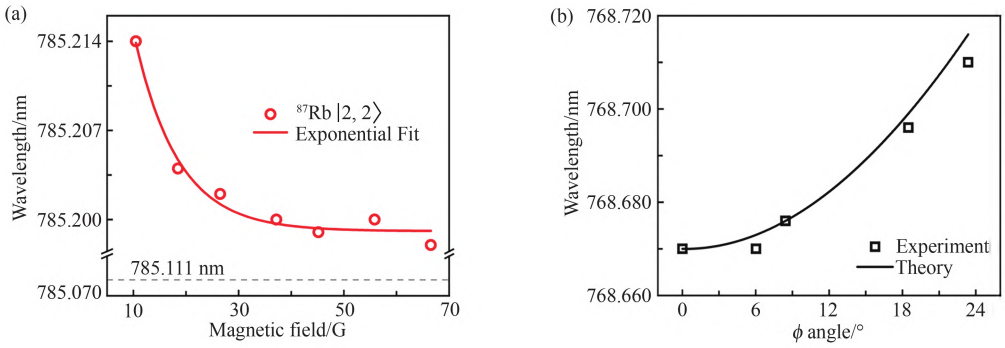


Fig. 4. (a) Tune-out wavelength versus the magnetic field strength for ^{87}Rb $|2,2\rangle$ state, The scattered points are experimental results, and the solid line is the exponential function fitting; (b) Tune-out wavelength versus the ϕ angle for ^{39}K $|1,-1\rangle$ state. The scattered points are experimental results, and the solid line is the calculated value of the tune-out wavelength shifted by 0.269 nm

图4. (a)^{87}Rb原子$|2,2\rangle$态的幻零波长随磁场强度的变化，散点为实验结果，实线为指数函数拟合；(b)^{39}K原子$|1,-1\rangle$态的幻零波长随ϕ角的变化。散点为实验结果，实线为幻零波长计算值平移0.269 nm

我们在实验上改变ϕ角的大小，测量幻零波长的变化。我们选择了$|1,-1\rangle$态的^{39}K原子进行测量，激光光束的偏振椭圆度设为$\epsilon=-1$。表2展示了我们改变ϕ角的方法，保持z方向的磁场强度不变，逐渐增加x方向的磁场强度，实现了ϕ角从0°到23.4°的变化。幻零波长的实验结果如图4(b)所示。

由表2和图4(b)可知，ϕ角变化很大(23.4°)时，幻零波长仅移动了0.04 nm，远小于图3中的实验结果。因此，图3中展示的幻零波长随磁场强度的移动不可能由磁场方向较小的变化导致。我们可以将ϕ角的值代入公式(1)，计算相应的幻零波长，计算结果展示在表2中。由表2中的数据可知，$\phi=0$时，幻零波长的计算值与实验测量值的差值是-0.269 nm。在图4(b)中，将不同ϕ角下的幻零波长计算值平移0.269 nm后，可见计算值非常接近实验测量值。

我们具体分析和估算了实验上测量幻零波长的误差范围，汇总如表3所示。实验误差的主要因素是磁场方向的误差，公式(1)中，磁场方向与KD散射激光光束的夹角会显著改变幻零波长的大小。此外其

中国知网 https://www.cnki.net

表2. 不同磁场角度下^{39}K原子$|1,-1\rangle$态的幻零波长

Tab. 2. Tune-out wavelength of ^{39}K atom in different magnetic field directions

z方向磁场/G	x方向磁场/G	y方向磁场/G	ϕ角改变/°	公式计算/nm	实验结果/nm
39.8	0	0	0	768.401	768.670
39.8	4.2	0	6.0	768.404	768.670
39.8	5.9	0	8.4	768.407	768.676
39.8	13.3	0	18.5	768.430	768.696
39.8	17.2	0	23.4	768.447	768.710

他误差来源造成的偏差均较小，如磁场不均匀性、Zeeman频移、KD散射的激光偏振不纯、KD散射测量的系统误差、波长计绝对值偏差等。

表3. 实验测量幻零波长的误差分析

Tab. 3. Error analysis of the experimental measurement of tune-out wavelength

误差来源	测量误差/nm
磁场方向误差	2×10^{-3}
Zeeman频移	2.3×10^{-4}
激光偏振偏差	3×10^{-3}
波长计误差	2.1×10^{-4}
KD散射系统误差	2.8×10^{-3}

磁场方向误差：在设置偏置磁场强度时，我们分别测量了x,y,z三个方向的磁场强度。另外，KD散射测量中，激光光束的传播方向与偏置磁场方向夹角约为5°左右（文中公式计算值均已包含该夹角）。据此估算，我们将磁场强度从10 G增大到66.5 G左右时，磁场方向的角度变化不会超过2°，因此这一部分误差导致的幻零波长不确定度最大为0.002 nm；在测量正文图3所示的数据时，实验上设置了相同的磁场条件和激光光束偏振，因此我们可以对^{87}Rb的数据和^{39}K的数据进行交叉验证。我们首先假定，^{87}Rb的幻零波长移动是由磁场方向变化造成的。据此可以计算出不同磁场强度下，激光光束与磁场的夹角。计算结果给出，在最大磁场强度下（66.5 G），激光光束与磁场方向的夹角变化了19.7°，远大于我们估计的误差范围。然后，我们根据计算出来的不同磁场强度下的夹角，重新计算了^{39}K原子的幻零波长移动，得到的波长变化率为3.3×10^{-4} nm/G，远小于图3的实验结果。因此，我们可以推论，^{87}Rb和^{39}K两种原子的实验结果不能同时用公式（1）来解释。实验上测量到的幻零波长随磁场强度的变化，不可能是由磁场方向的误差导致的。

偏置磁场的均匀性：我们用3对亥姆霍兹线圈调节x,y,z方向的磁场。由于我们只能在距离原子云约2 cm的位置测量各个方向的磁场强度，磁场强度的不均匀性会导致我们的测量值与原子云位置的真实磁场强度有所偏差，从而使得原子云处的总磁场方向有一定的不确定性。首先，我们在上文的磁场方向误差分析中指出磁场方向的误差（不确定性）无法导致我们观测到的幻零波长移动。其次，在正文图4（b）中，我们在较大的范围内调节了光束与磁场方向的夹角，测量值在整体频移0.269 nm后与相应夹角的理论计算值基本符合，说明我们对磁场方向的估计基本合理。另外，原子云的尺寸很小（50～100 μm），可以不考虑原子云尺度内磁场强度的变化。

Zeeman频移：在我们测量的磁场强度范围内，^{87}Rb和^{39}K原子的超精细能级Zeeman频移量级均为20～30 MHz级别，根据公式（1）－（4）计算其对波长变化的贡献均为0.1～0.2 pm量级，远小于我们实验观测到的波长移动量。因此，我们判断Zeeman频移并非磁场强度诱导幻零波长在0.2 nm量级变化的主要因素。

激光光束偏振误差：我们首先用偏振分束器（polarizing beam splitter，PBS）对激光光束的偏振进行纯化和稳定，然后用λ/2波片和λ/4波片将光束偏振调节为所需的圆偏振光束。调节过程中，我们用SK公司生产的偏振分析仪（SK010PA）来测量光束的偏振，最终测量到光束的偏振纯度误差小于0.5%，对应实验测得的幻零波长误差范围在0.003 nm以内。在测量不同磁场下的幻零波长时，光束偏振保持不变。

KD散射测量的系统误差：在每个磁场强度下测量幻零波长时，我们进行了20～30次KD散射测量，实验数据可以用高斯函数很好地拟合，对高斯函

中国知网　https://www.cnki.net

数中心的拟合误差为1.9×10^{-3}～2.8×10^{-3} nm。

波长计绝对值偏差：通过与^{39}K原子D2线波长的比较，可知波长计测量的绝对值误差为2.1×10^{-4} nm。波长计测量幻零波长移动的相对值是比较准确的。

利用公式(1)可以精确计算多种碱金属原子在低偏置磁场下的幻零波长[16]，但无法解释我们在实验上观测到的幻零波长随磁场强度变化而产生的显著移动，也无法解释^{39}K原子和^{87}Rb原子幻零波长移动速率的较大差异。不同磁场下幻零波长的差异，导致我们在利用Feshbach共振技术和幻零波长光晶格联合调控超冷原子气体时，必须仔细校准幻零波长。我们查阅了多篇研究幻零波长的理论与实验论文[40–52]，均没有讨论幻零波长与磁场强度的关系。文献[41]利用相对论构型相互作用理论计算^{39}K、^{40}K和^{41}K原子的基态超精细能级的幻零波长以及超精细相互作用对幻零波长带来的影响，但没有讨论超精细能级的磁子能级幻零波长随磁场强度的变化。根据图3中的数据，我们推测磁场强度对幻零波长的影响主要来源于矢量光频移，并且光频移计算公式需进行磁场强度相关的修正。值得注意的是，当偏置磁场强度增大时，F和m_F只可近似为好量子数，不同的磁子能级实际上开始混合。例如，在70 G磁场强度下，^{39}K原子的$|1,-1\rangle$态转变为$0.993|1,-1\rangle+0.120|2,-1\rangle$，计算幻零波长时，我们应该包含所有磁子能级的贡献。考虑高磁场强度下，磁子能级混合的影响，我们计算了图(3)中幻零波长随磁场强度的变化速率，在偏振椭圆度$\epsilon=+1$和$\epsilon=-1$时，^{39}K原子的幻零波长变化速率分别为-1.46×10^{-3} nm/G和1.46×10^{-3} nm/G，可见计算结果仍然显著小于实验测量结果。而对于^{87}Rb原子，在70 G的磁场强度下，由于基态原子的超精细能级劈裂较大，不同的磁子能级之间基本不会出现混合，因此不会对幻零波长造成可观测的影响。可见，单纯的磁子能级混合效应也无法解释我们观测到的实验结果。

4 总结

我们利用一维光晶格的Kapitza-Dirac散射原理测量了超冷^{39}K原子和^{87}Rb原子在不同塞曼子能级上的幻零波长。特别地，我们观测到幻零波长随偏置磁场强度变化而出现显著移动，并且^{39}K原子幻零波长的移动速率大于^{87}Rb原子。常用的光频移计算公式无法解释我们的实验结果。磁场调控Feshbach共振技术和幻零波长光晶格都是实验上操控超冷原子气体的重要手段，我们的实验研究结果可以为联合利用这两种技术开展超冷原子实验研究提供重要的依据。

参考文献

[1] BLOCH I, DALIBARD J, NASCIMBèNE S. Quantum simulations with ultracold quantum gases[J]. *Nature Physics*, 2012, **8**(4):267–276. DOI: 10.1038/nphys2259.

[2] GROSS C, BLOCH I. Quantum simulations with ultracold atoms in optical lattices[J]. *Science*, 2017, **357**(6355):995–1001. DOI: 10.1126/science.aal3837.

[3] SCHäFER F, FUKUHARA T, SUGAWA S, *et al*. Tools for quantum simulation with ultracold atoms in optical lattices[J]. *Nature Reviews Physics*, 2020, **2**(8):411–425. DOI: 10.1038/s42254-020-0195-3.

[4] ROMERO-ROS A, KATSIMIGA G C, MISTAKIDIS S I, *et al*. Experimental Realization of the Peregrine Soliton in Repulsive Two-Component Bose-Einstein Condensates[J]. *Physical Review Letters*, 2024, **132**(3):033402. DOI: 10.1103/PhysRevLett.132.033402.

[5] CABRERA C R, TANZI L, SANZ J, *et al*. Quantum liquid droplets in a mixture of Bose-Einstein condensates[J]. *Science*, 2018, **359**(6373):301–304. DOI: 10.1126/science.aao5686.

[6] SCHREIBER M, HODGMAN S S, BORDIA P, *et al*. Observation of many-body localization of interacting fermions in a quasirandom optical lattice[J]. *Science*, 2015, **349**(6250):842–845. DOI: 10.1126/science.aaa7432.

[7] HEGDE A, OTT R, XIA A, *et al*. Nonequilibrium dynamics of fluctuations in an ultracold atomic mixture[J]. *Physical Review A*, 2023, **107**(3):L031302. DOI: 10.1103/PhysRevA.107.L031302.

[8] JOTZU G, MESSER M, DESBUQUOIS R, *et al*. Experimental realization of the topological Haldane model with ultracold fermions[J]. *Nature*, 2014, **515**(7526):237–240. DOI: 10.1038/nature13915.

[9] LéONARD J, KIM S, KWAN J, *et al*. Realization of a fractional quantum Hall state with ultracold atoms[J]. *Nature*, 2023,

中国知网 https://www.cnki.net

619(7970):495–499. DOI: 10.1038/s41586-023-06122-4.

[10] ZHU Z, GÄCHTER M, WALTER A S, *et al*. Reversal of quantized Hall drifts at noninteracting and interacting topological boundaries[J]. *Science*, 2024, **384**(6693):317–320. DOI: 10.1126/science.adg3848.

[11] LIANG Q, XIE D, DONG Z, *et al*. Dynamic Signatures of Non-Hermitian Skin Effect and Topology in Ultracold Atoms[J]. *Physical Review Letters*, 2022, **129**(7):070401. DOI: 10.1103/PhysRevLett.129.070401.

[12] ALI M M, HOME D, MAJUMDAR A S, *et al*. Quantum time-of-flight distribution for cold trapped atoms[J]. *Physical Review A*, 2007, **75**(4):042110. DOI: 10.1103/PhysRevA.75.042110.

[13] WILSON K E, NEWMAN Z L, LOWNEY J D, *et al*. In situ imaging of vortices in Bose-Einstein condensates[J]. *Physical Review A*, 2015, **91**(2):023621. DOI: 10.1103/PhysRevA.91.023621.

[14] EDGE G J A, ANDERSON R, JERVIS D, *et al*. Imaging and addressing of individual fermionic atoms in an optical lattice[J]. *Physical Review A*, 2015, **92**(6):063406. DOI: 10.1103/PhysRevA.92.063406.

[15] FANG R, HAN C, LU B, *et al*. Ramsey interferometry with arbitrary coherent-population-trapping pulse sequence[J]. *Physical Review A*, 2023, **108**(4):043721. DOI: 10.1103/PhysRevA.108.043721.

[16] LEBLANC L J, THYWISSEN J H. Species-specific optical lattices[J]. *Physical Review A*, 2007, **75**(5):053612. DOI: 10.1103/PhysRevA.75.053612.

[17] BROWN R C, PHILLIPS N B, BELOY K, *et al*. Hyperpolarizability and Operational Magic Wavelength in an Optical Lattice Clock[J]. *Physical Review Letters*, 2017, **119**(25):253001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.119.253001.

[18] TRUBKO R, GREENBERG J, GERMAINE M T S, *et al*. Atom Interferometer Gyroscope with Spin-Dependent Phase Shifts Induced by Light near a Tune-Out Wavelength[J]. *Physical Review Letters*, 2015, **114**(14):140404. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.140404.

[19] TRUBKO R, GREGOIRE M D, HOLMGREN W F, *et al*. Potassium tune-out-wavelength measurement using atom interferometry and a multipass optical cavity[J]. *Physical Review A*, 2017, **95**(5):052507. DOI: 10.1103/PhysRevA.95.052507.

[20] SCHMIDT F, MAYER D, HOHMANN M, *et al*. Precision measurement of the ^{87}Rb tune-out wavelength in the hyperfine ground state F=1 at 790 nm[J]. *Physical Review A*, 2016, **93**(2):022507. DOI: 10.1103/PhysRevA.93.022507.

[21] HOLMGREN W F, TRUBKO R, HROMADA I, *et al*. Measurement of a Wavelength of Light for Which the Energy Shift for an Atom Vanishes[J]. *Physical Review Letters*, 2012, **109**(24):243004. DOI: 10.1103/PhysRevLett.109.243004.

[22] LEONARD R H, FALLON A J, SACKETT C A, *et al*. High-precision measurements of the ^{87}Rb D-line tune-out wavelength [J]. *Physical Review A*, 2015, **92**(5):052501. DOI: 10.1103/PhysRevA.92.052501.

[23] JIANG J, TANG L Y, MITROY J. Tune-out wavelengths for potassium[J]. *Physical Review A*, 2013, **87**(3):032518. DOI: 10.1103/PhysRevA.87.032518.

[24] YU W W, YU R M, CHENG Y J, *et al*. Tune-out wavelengths for the alkaline-metal atoms[J]. *Chinese Physics B*, 2016, **25**(2):023101. DOI: 10.1088/1674-1056/25/2/023101.

[25] JIANG J, LI X J, WANG X, *et al*. Tune-out wavelengths of the hyperfine components of the ground level of ^{133}Cs atoms[J]. *Physical Review A*, 2020, **102**(4):042823. DOI: 10.1103/PhysRevA.102.042823.

[26] MITROY J, TANG L Y. Tune-out wavelengths for metastable helium[J]. *Physical Review A*, 2013, **88**(5):052515. DOI: 10.1103/PhysRevA.88.052515.

[27] MENG Z, WANG L, HAN W, *et al*. Atomic Bose-Einstein condensate in twisted-bilayer optical lattices[J]. *Nature*, 2023, **615**(7951):231–236. DOI: 10.1038/s41586-023-05695-4.

[28] YANG B, DAI H N, SUN H, *et al*. Spin-dependent optical superlattice[J]. *Physical Review A*, 2017, **96**(1):011602. DOI: 10.1103/PhysRevA.96.011602.

[29] ARORA B, SAFRONOVA M S, CLARK C W. Tune-out wavelengths of alkali-metal atoms and their applications[J]. *Physical Review A*, 2011, **84**(4):043401. DOI: 10.1103/PhysRevA.84.043401.

[30] HENSON B M, KHAKIMOV R I, DALL R G, *et al*. Precision Measurement for Metastable Helium Atoms of the 413 nm Tune-Out Wavelength at Which the Atomic Polarizability Vanishes[J]. *Physical Review Letters*, 2015, **115**(4):043004. DOI:

中国知网 https://www.cnki.net

10.1103/PhysRevLett.115.043004.

[31] CHEN H, XIONG D, WANG P, *et al*. Pulse loading ^{87}Rb Bose-Einstein condensation in optical lattice: the Kapitza-Dirac scattering and temporal matter-wave-dispersion Talbot effect[J]. *Chinese Optics Letters*, 2010, **8**(4):348–350. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.043004.

[32] DELONE N B, VLADIMIR P K. AC Stark shift of atomic energy levels[J]. *Physics-Uspekhi*, 1999, **42**(7):669. DOI: 10.1070/PU1999v042n07ABEH000557.

[33] WEN K, MENG Z, WANG L, *et al*. Experimental study of tune-out wavelengths for spin-dependent optical lattice in ^{87}Rb Bose-Einstein condensation[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2021, **38**(11):3269–3276. DOI: 10.1364/JOSAB.432448.

[34] BECHER J H, BAIER S, AIKAWA K, *et al*. Anisotropic polarizability of erbium atoms[J]. *Physical Review A*, 2018, **97**(1):012509. DOI: 10.1103/PhysRevA.97.012509.

[35] SOLTAN-PANAHI P, STRUCK J, HAUKE P, *et al*. Multi-component quantum gases in spin-dependent hexagonal lattices[J]. *Nature Physics*, 2011, **7**(5):434–440. DOI: 10.1038/nphys1916.

[36] 陈良超, 孟增明, 王鹏军. ^{87}Rb 玻色–爱因斯坦凝聚体的快速实验制备[J]. 物理学报, 2017, **66**(8):083701. DOI: 10.7498/aps.66.083701.
[CHEN L C, MENG Z M, WANG P J. Fast production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates[J]. *Acta Physica Sinica*, 2017, **66**(8):083701. (in Chinese). DOI: 10.7498/aps.66.083701.]

[37] DUTTA S, ALTAF A, LORENZ J, *et al*. Interspecies collision-induced losses in a dual species ^{7}Li-^{85}Rb magneto-optical trap[J]. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2014, **47**(10):105301. DOI: 10.1088/0953-4075/47/10/105301.

[38] ANGONGA J, HUANG C, COVEY J P, *et al*. Gray molasses cooling of ^{39}K atoms in optical tweezers[J]. *Physical Review Research*, 2022, **4**(1):013240. DOI: PhysRevResearch.4.013240.

[39] BRINK D M, SUKUMAR C V. Majorana spin-flip transitions in a magnetic trap[J]. *Physical Review A*, 2006, **74**(3):035401. DOI: 10.1103/PhysRevA.74.035401.

[40] LE KIEN F, SCHNEEWEISS P, RAUSCHENBEUTEL A. Dynamical polarizability of atoms in arbitrary light fields: general theory and application to cesium[J]. *European Physical Journal D*, 2013, **67**(5):92. DOI: 10.1140/epjd/e2013-30729-x.

[41] JIANG J, MITROY J. Hyperfine effects on potassium tune-out wavelengths and polarizabilities[J]. *Physical Review A*, 2013, **88**(3):032505. DOI: 10.1103/PhysRevA.88.032505.

[42] FALLON A J, MOAN E R, LARSON E A, *et al*. Measurement of the ^{87}Rb D-line vector tune-out wavelength[J]. *Physical Review A*, 2022, **105**(3):L030802. DOI: 10.1103/PhysRevA.105.L030802.

[43] KAO W, TANG Y, BURDICK N Q, *et al*. Anisotropic dependence of tune-out wavelength near Dy 741 nm transition[J]. *Optics Express*, 2017, **25**(4):3411–3419. DOI: 10.1364/OE.25.003411.

[44] CAO M T, HAN L, QI Y R, *et al*. Calculation of the Spin-Dependent Optical Lattice in Rubidium Bose-Einstein Condensation[J]. *Chinese Physics Letters*, 2012, **29**(3):034201. DOI: 10.1088/0256-307X/29/3/034201.

[45] BAUSE R, LI M, SCHINDEWOLF A, *et al*. Tune-Out and Magic Wavelengths for Ground-State ^{23}Na^{40}K Molecules[J]. *Physical Review Letters*, 2020, **125**(2):023201. DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.023201.

[46] DEREVIANKO A. Theory of magic optical traps for Zeeman-insensitive clock transitions in alkali-metal atoms[J]. *Physical Review A*, 2010, **81**(5):051606. DOI: 10.1103/PhysRevA.81.051606.

[47] 刘智慧, 刘逍娜, 何军, 等. 里德伯原子幻零波长[J]. 物理学报, 2024, **73**(13):130701. DOI: 10.7498/aps.73.20240397.
[LIU Z H, LIU X N, HE J, *et al*. Tune-out wavelengths of Rydberg atoms[J]. *Acta Physica Sinica*, 2024, **73**(13):130701. (in Chinese). DOI: 10.7498/aps.73.20240397.]

[48] LUNDBLAD N, SCHLOSSER M, PORTO J V. Experimental observation of magic-wavelength behavior of ^{87}Rb atoms in an optical lattice[J]. *Physical Review A*, 2010, **81**(3):031611. DOI: 10.1103/PhysRevA.81.031611.

[49] ARORA B, SAHOO B K. State-insensitive trapping of Rb atoms: Linearly versus circularly polarized light[J]. *Physical Review A*, 2012, **86**(3):033416. DOI: 10.1103/PhysRevA.86.033416.

[50] CHICIREANU R, NELSON K D, OLMSCHENK S, *et al*. Differential Light-Shift Cancellation in a Magnetic-Field-

中国知网 https://www.cnki.net

Insensitive Transition of ^{87}Rb[J]. *Physical Review Letters*, 2011, **106**(6):063002. DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.063002.

[51] FLAMBAUM V V, DZUBA V A, DEREVIANKO A. Magic Frequencies for Cesium Primary-Frequency Standard[J]. *Physical Review Letters*, 2008, **101**(22):220801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.220801.

[52] EUTSCH I H, JESSEN P S. Quantum control and measurement of atomic spins in polarization spectroscopy[J]. *Optics Communications*, 2010, **283**(5):681–694. DOI: 10.1016/j.optcom.200910.059.

Experimental study of tune-out wavelengths for dual-species Bose-Einstein condensates of ^{39}K-^{87}Rb mixture

YU Hao-kun,　ZHANG Yue,　WANG Ze-kui,　WANG Ya-zhou,　CHEN Liang-chao†

(*State Key Laboratory of Quantum Optics Technologies and Devices*, *and Institute of Opto-Electronics*, *Shanxi University*, *Taiyuan* 030006, *China*)

Abstract: **Objective.** We precisely measure the tune-out wavelengths of ^{39}K and ^{87}Rb atoms in dual-species Bose-Einstein condensates (BECs) of a ^{39}K-^{87}Rb mixture using Kapitza-Dirac (KD) scattering. We find that the tune-out wavelength changes significantly with magnetic field strength, and tune-out wavelengths of ^{39}K atoms and ^{87}Rb atoms change at different rates with magnetic field strength. This result cannot be explained by the conventional formula for calculating atomic tune-out wavelength. Our experimental results give a reliable basis for the accurate calculation of the tune-out wavelength in magnetic field, and also provide guidance for joint manipulation of magnetic field and laser field in ultracold atom gases.

Methods. We utilize one-dimensional optical lattice to measure the tune-out wavelength under different magnetic field strengths in our dual-species Bose-Einstein condensates experimental system. The lattice beam is generated by a Ti:sapphire laser system and the laser wavelength could be tuned from 700 nm to 900 nm. The method we use to find tune-out wavelength is to observe the momentum states of Kapitza-Dirac scattering generated by a short pulse of our one-dimensional optical lattice. Choosing the specific laser polarization, Zeeman substate and appropriate bias field, we can cancel the lower-order contributions of atomic light shift, namely vanishing the optical potential. Furthermore, the atomic interaction could be controlled by the Feshbach resonance technique through changing the Feshbach field intensity. And the internal states can be altered by our microwave and radio frequency radiation pulse. These tunable parameters can thus be jointly manipulated during our experiments. Experiment results are captured by the time-of-flight imaging.

Results and Discussions. Tune-out wavelengths measured in our experiment are in good agreement with the theoretical calculations. The experimental results indicate that the tune-out wavelengths of our dual-species ultracold atoms are determined not only by the polarization of the laser beam, the magnetic field direction, and the Zeeman substates of atoms, but also by the magnetic field strengths. However, the theory of light shift which only concerns the lattice beam largely detuned from the atomic hyperfine splitting frequency does not give any illustration about the dependence on magnetic field intensity. In the previous work, the deviation of tune-out wavelength is predicted in the case of varying the bias field direction instead of strength. The possibility of increasing the horizontal magnetic field intensity would give rise to the change of direction is excluded by the vertical bias field compensation. Higher-order interactions might remain uncertain for our experiment results.

Conclusions. This paper provides new data to study the tune-out wavelengths in ultracold atom experiments. We measured the tune-out wavelengths for dual-species atoms in different magnetic field strengths by the Kapitza-Dirac scattering of one-dimensional optical lattice. Experimental results show that the deviation of tune-out wavelengths is associated with changing the bias field intensity, altering the Zeeman substate of atom and the polarization of standing wave laser beam. We speculate that the difference of hyperfine splitting energy could be related to the varying rate of tune-out wavelengths shifting. Our research provides accurate data for further study on the atom-light interaction.

Keywords: ultracold atoms;　light shift;　tune-out wavelength

中国知网　https://www.cnki.net