

专题: 量子光学原理与应用

基于布洛赫振荡的非亚反冲⁶Li原子的动量转移*

余石川 张亮 樊健 尹梦佳 邓书金† 武海斌

(华东师范大学量子科学与精密测量研究院, 上海 200241)

(2025年10月15日收到; 2025年11月13日收到修改稿)

原子干涉仪可以实现反冲频率的高精度测量, 对于确定精细结构常数至关重要. 本文在⁶Li冷原子团中基于布洛赫振荡发展了一种大动量转移技术, 通过将原子装载至高阱深的光晶格中并对布洛赫激光频率进行绝热啁啾, 在远高于反冲温度的条件下实现了40倍反冲动量的大动量转移, 在该动量下转移原子数目可达 5×10^6 . 研究还发现, 在高温条件下初速度与光晶格加速方向一致的原子更容易被加速. 该大动量转移技术有望大幅度提高⁶Li原子反冲频率的测量精度, 为后续在⁶Li原子干涉仪中实现精细结构常数的高精度标定提供重要参考.

关键词: 原子干涉仪, 反冲频率, 布洛赫振荡, 大动量转移**DOI:** 10.7498/aps.75.20251397**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251397

1 引言

精细结构常数是物理学中最重要的基本常数之一^[1,2], 是标定了电磁相互作用强度的无量纲常数^[3,4], 可以通过多种方式测量, 如量子霍尔效应^[5-7]、电子磁矩 g 因子测量^[8-10]、约瑟夫森效应^[11]以及原子干涉测量^[12-15]等. 高精度地确定精细结构常数在物理学中发挥重要作用, 通过对比理论计算^[16,17]和实验测量值, 可以完善量子电动力学和检验标准模型^[18,19], 从而验证物理学的统一性或是发现标准模型外的新物理. 同时在新国际单位制中, 精细结构常数还能用来确定高精度的绝对介电常数^[20].

当前精细结构常数的精度受限于普朗克常数与原子质量的比值^[21-23], 该数值可以通过精确测量原子吸收一个光子时获得的反冲频率来标定. 2020年, Morel等^[24]基于铷原子干涉仪, 结合大动量转移技术^[25-27], 在干涉过程中施加布洛赫振荡转移大量反冲动量给铷原子, 在相同的系统误差下

极大提高了反冲频率的测量精度, 最终得到的精细结构常数的精度达到了 8.1×10^{-11} , 比先前基于铯原子的测量精度提高了2.5倍.

由于原子获得的反冲频率与质量成反比, 而锂是最轻的碱金属元素, 这意味着锂原子比其他碱金属原子具有更大的反冲频率, 在相同的系统误差下, 锂原子天然有着更高的反冲频率测量精度. 目前实验上已经实现了⁶Li和⁷Li原子的干涉仪, 但是由于锂原子面临难以深度冷却的技术挑战, 当前反冲频率的测量精度分别为 10^{-7} ^[28]和 10^{-5} ^[29]. 为进一步提高锂原子干涉仪的计量精度, 一个有效的解决方案是结合布洛赫振荡实现原子的大动量转移^[13], 从而在无法大幅度提高干涉时间的情况下提高干涉仪的相位灵敏度. 但是锂原子的深度冷却较为困难, 通过灰色黏胶冷却^[30-32]等常规冷却技术仅能将其冷却至约10倍反冲速度, 大动量转移技术通常要求将原子冷却至1倍反冲速度内^[33-35], 这导致在高温的锂原子中难以直接施加大动量转移.

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1404202)、国家自然科学基金 (批准号: 11734008, 11374101, 12074125) 和上海市科技重大专项 (批准号: 2019SHZDZX01) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: sjdeng@lps.ecnu.edu.cn

本文基于布洛赫振荡技术在远高于反冲温度的 ${}^6\text{Li}$ 冷原子气体中实现了大动量转移技术, 经过20次布洛赫振荡, 成功实现了40倍的反冲动量积累, 转移原子数目达到 5×10^6 . 该技术基于加速光晶格方案, 通过构建较深的光晶格装载原子, 从而驱动相对高温的原子产生随光晶格加速的布洛赫振荡^[36-38]. 同时结合速度敏感拉曼跃迁扫谱技术, 测量了施加布洛赫振荡前后的原子动量分布, 研究了在高势阱光晶格中能够进行动量转移的原子动量分布. 其中具有大动量的原子样本可以用于 ${}^6\text{Li}$ 原子干涉仪, 大幅度提高 ${}^6\text{Li}$ 原子干涉仪的反冲频率测量精度, 而研究参与布洛赫振荡的原子动量分布则为后续在锂原子干涉仪中进一步完善大动量转移技术提供了实验参考和方向.

2 实验装置

和之前的工作类似^[39], 从原子炉中喷出的热 ${}^6\text{Li}$ 原子束经过塞曼减速器初步冷却, 紧接着转移到磁光阱 (magneto-optical trap, MOT) 中被进一步冷却和俘获, 随后关断磁场并施加灰色黏胶冷却, 作用5 ms后获得了80 μK 数量为 1×10^8 的 ${}^6\text{Li}$ 原子团. 随后再次作用200 μs 的泵浦光, 将 ${}^6\text{Li}$ 制备至 $|2S_{1/2}, F = 1/2\rangle$ 的超精细态. 作用布洛赫光及拉曼光的实验装置如图1(a)所示, 两对激光采

用同一对光纤出射, 以保证其准直沿着 x 轴方向对向传播至原子处. 布洛赫振荡和双光子拉曼转移的能级图分别如图1(b)所示. 实验上在灰色黏胶冷却结束后绝热地打开布洛赫光, 通过线性啁啾激光频率差驱动 ${}^6\text{Li}$ 原子实现动量转移, 随后关断布洛赫光并打开拉曼光, 进行速度敏感拉曼扫谱. 为了降低由于布洛赫激光产生光晶格引起的散射损耗, 实验中均采用蓝失谐激光^[40].

3 大动量转移和动量谱分析

3.1 ${}^6\text{Li}$ 原子布洛赫振荡

布洛赫激光由一对对向传播的蓝失谐激光组成, 激光频率比 ${}^6\text{Li}$ 原子 D_2 线跃迁 ($|2S_{1/2}, F = 1/2\rangle \rightarrow |2P_{3/2}\rangle$) 高10 GHz, 初始双光子失谐 δ_1 为0, 在该远失谐条件下, 激光器的频率漂移在单次测量期间对光晶格势阱深度的影响远小于0.1倍反冲动能. 每束激光的最大输出功率近似为200 mW, 形成的最大势阱深度约160 E_r , E_r 为 ${}^6\text{Li}$ 原子吸收一个光子后获得的反冲动能, 对应的反冲动量表示为 P_r . 在对原子气体进行灰色黏胶冷却后缓慢打开布洛赫激光, 随后线性扫描这一对布洛赫激光的频率差, 这样不仅可以通过加速光晶格驱动 ${}^6\text{Li}$ 原子产生布洛赫振荡, 同时也可以对加速过程中 ${}^6\text{Li}$ 原子产生的多普勒频移进行补偿.

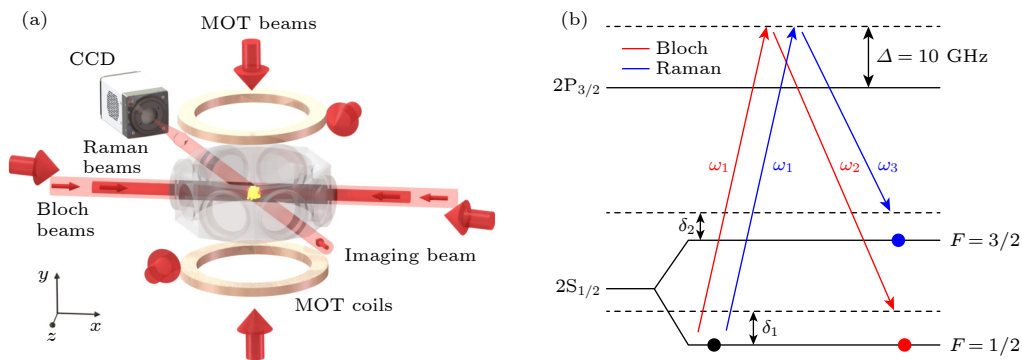


图1 (a) 实验装置图. 两束布洛赫光和两束拉曼光沿着 x 轴方向对向传播, 光路通过两对光纤互相准直以保证光路重合, 两束布洛赫光为相同线偏振, 两束拉曼光为垂直线偏振. CCD为冷原子吸收成像相机. (b) 布洛赫振荡和双光子拉曼跃迁能级图, 红线表示布洛赫振荡, 蓝线表示双光子拉曼跃迁. Δ 表示激光的单光子失谐; ω_1, ω_2 和 ω_3 表示激光的频率; δ_1 和 δ_2 分别表示布洛赫振荡过程和双光子拉曼跃迁过程的双光子失谐

Fig. 1. (a) Experimental setup diagram. Two Bloch beams and two Raman beams propagate in opposite directions along the x -axis. Their optical paths are collimated with each other via two pairs of optical fibers to ensure the coincidence of the light paths. The two Bloch beams are of the same linear polarization, while the two Raman beams are of perpendicular linear polarization. CCD, charge-coupled device. (b) Energy level diagram for Bloch oscillation and two-photon Raman transition. Red line represents Bloch oscillation while blue line represents two-photon Raman transition. Δ denotes the single-photon detuning of the laser; ω_1, ω_2 , and ω_3 denotes the frequency of the laser; δ_1 and δ_2 denotes the two-photon detunings in the Bloch oscillation and two-photon Raman transition, respectively.

^6Li 原子质量较轻, 对应的反冲频率较大, 每次布洛赫振荡使原子获得两倍光子反冲动量, 实验由同一段触发信号同时改变控制两束布洛赫光的声光调制器 (acousto-optic modulator, AOM) 上的信源频率, 并使其朝相反的方向扫描频率, 以获得更大的扫描范围, 产生 20 次布洛赫振荡仅需要让单个信源改变 2.947 MHz, 在不调节光路的情况下对于中心频率为 100 MHz 的 AOM, 该频率偏移导致的衍射光强衰减小于 5%, 减少了扫描频率过程中由于光功率降低而逃逸出光晶格的 ^6Li 原子数量, 提高了布洛赫振荡转移动量的效率。

参与布洛赫振荡的原子的波函数能够表示为静态的 Wannier 函数与随时间演化的 Dirac 函数的乘积, 而不同的光晶格阱深会导致 Wannier 函数在动量空间具有不同的展开形式^[40,41], 越深的势阱能覆盖越宽的动量范围. 本文首先研究了 10 次布洛赫振荡后的原子动量转移效率, 经过 1 ms 的布洛赫振荡后, 对整个原子气体进行自由飞行, 大动量的原子由于较大的质心速度可以很快与初始原子团分离, 从而在空间上直接区分, 因而可以实现不同动量的原子的分别统计. 将布洛赫光强从 10 mW 逐步增加至 180 mW, 发现其动量转移效率的结果如图 2 所示. 结果显示, 布洛赫振荡转移动量效率与势阱深度总体上呈现正相关, 可以被指数衰减函数很好地描述, 且在阱深达到 140 E_r 后效率不再增加, 最大转移效率约为 40%, 此时光晶格

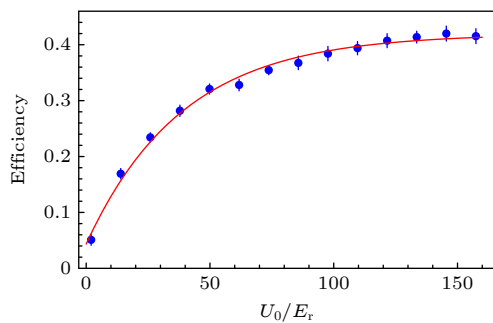


图 2 作用 10 次布洛赫振荡时不同阱深条件下动量转移的效率. U_0 为布洛赫光产生的周期势阱深, E_r 为光子反冲动能. 蓝点为实验测量的转移效率, 误差值为标准差. 红色曲线为指数衰减函数拟合

Fig. 2. Momentum transfer efficiency after 10 Bloch oscillations under different potential depths. U_0 denotes the periodic potential depth generated by the Bloch laser, E_r represents the photon recoil energy. Blue dots indicate the measured momentum transfer efficiency, the error values are the standard deviations. The red curve is the exponential decay function fitting.

阱深约为 12 倍原子温度对应的反冲动能. 这表明增加光功率仅能在一定范围内提高动量转移效率, 随着光强的增大, 过强的激光功率会导致严重的单光子激发效应, 进而破坏初始原子内态, 降低转移效率, 也将为测量反冲频率的干涉仪带来负面干扰.

3.2 速度敏感拉曼跃迁扫谱

通过啁啾布洛赫激光的频率差实现了原子的大动量转移, 为了得到更高分辨率的动量分布, 本文采用速度敏感拉曼跃迁来对此进行测量. 如图 1(b) 所示, 复用了驱动布洛赫振荡时频率为 ω_1 的激光, 通过中心频率 200 MHz 的 AOM 移频后获得另一束频率为 ω_3 的拉曼光, 从而不需要对两束拉曼光的相位进行额外锁定, 光路的切换由实验时序改变 AOM 工作状态来快速完成. 这对拉曼光采用一维对向传播的构型入射至原子处, 基于双光子拉曼跃迁原理^[42], 将处于 $|2S_{1/2}, F = 1/2\rangle$ 态的原子相干转移至 $|2S_{1/2}, F = 3/2\rangle$ 态, 对于一个具有任意速度 v 的原子, 所需满足的跃迁共振条件为

$$\omega_{13} = \mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{v} + \omega_{\text{HFS}} + 4\omega_r + \delta_{\text{AC}}, \quad (1)$$

其中, $\omega_{13} = \omega_1 - \omega_3$ 为两束拉曼光的频率差, ω_{HFS} 是原子基态超精细劈裂对应的频率, ω_r 是原子的反冲频率, δ_{AC} 是原子双光子跃迁能级对应的 AC Stark 频移, $\mathbf{k}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{v}$ 为原子感受到的多普勒频移.

在速度敏感拉曼跃迁光路中, 由于两束激光失谐量相对激光频率几乎可以忽略不计, 有效波矢 \mathbf{k}_{eff} 可以认为是两倍的拉曼光波矢 \mathbf{k} . 对于速度为 0 的原子其满足共振条件的拉曼光频率差 $\omega_0 = \omega_{\text{HFS}} + 4\omega_r + \delta_{\text{AC}}$, 因此任意原子的速度 v 可以表示为

$$\mathbf{v} = \frac{\omega_{13} - \omega_0}{2\mathbf{k}}. \quad (2)$$

根据 (2) 式可将两束激光的频率差线性地转化为原子的速度.

3.3 原子动量分布

通过速度敏感拉曼跃迁扫谱分别测量出作用布洛赫振荡前后原子的动量分布, 结果如图 3 所示. 通过调节布洛赫激光的啁啾频率差, 可以实现不同次数的布洛赫振荡, 进而改变最终原子转移的动量, 受限于扫描频率 AOM 的带宽, 目前能够在作用 20 次布洛赫振荡后观察到原子的动量转移.

随着原子获得动量的增大, 相应的转移效率也随之变小. 在作用 20 次布洛赫振荡后, 原子的动量转移效率约为 5%, 这是由于在多次布洛赫振荡的过程中, 原子有概率逃逸出光晶格, 从而使得转移效率降低.

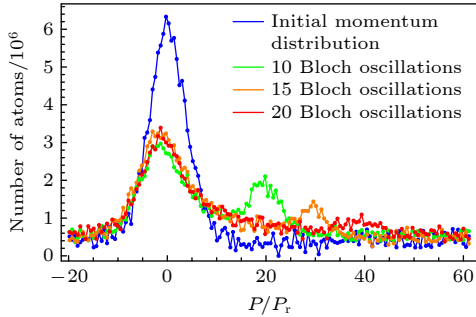


图 3 晶格深度 $140 E_r$, 脉冲时间 1 ms 时, 作用不同次数布洛赫振荡后原子的动量分布. P 表示动量, 单位为光子反冲动量 P_r . 蓝色点线为不发生布洛赫振荡时的原子动量分布
Fig. 3. Atomic momentum distributions after different numbers of Bloch oscillations at an optical lattice depth of $140 E_r$ and a pulse duration of 1 ms. Momentum (P) is in units of the photon recoil momentum (P_r). Blue line with points correspond to the case without Bloch oscillation.

因此本文进一步研究了不同动量转移情况下布洛赫激光对初始原子团的影响, 结果如图 4 所示. 结果表明, 在 1 ms 的脉冲时间、 $140 E_r$ 的晶格深度下, 通过布洛赫振荡成功实现了较高温 ($80 \mu\text{K}$) 的冷原子大动量转移, 但是施加不同范围的频率啁啾并不会大幅度改变初始原子团分布, 即在相同的光晶格以及频率扫描时间的条件下, 能够参与布洛赫振荡的初始原子动量分布是相同的. 另一方面,

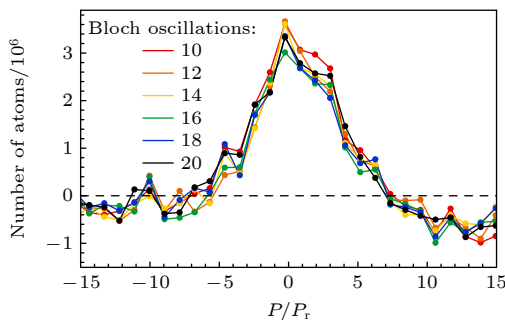


图 4 晶格深度 $140 E_r$, 脉冲时间 1 ms 时, 进行不同次数布洛赫振荡后初始原子团动量分布变化情况. 黑色虚线表示原子数目改变量为 0
Fig. 4. Changes in the initial atomic momentum distribution after different numbers of Bloch oscillations at an optical lattice depth of $140 E_r$ and a pulse duration of 1 ms. The black dashed line indicates the change in the number of atoms is zero.

当原子的动量为较大负值时, 原子分布变化量几乎为 0, 表明该条件下原子并未被加速; 而当原子的动量为较大正值时, 原子分布变化量为负值, 说明初速度与加速方向相同的原子更容易参与布洛赫振荡, 从而获得动量转移. 这是由于扫描频率时, 具有与晶格加速方向相同初速度的原子更容易通过多普勒效应将感受到的激光频率补偿至共振频率, 从而发生布洛赫振荡.

4 结 论

本文在灰色黏胶冷却后 $80 \mu\text{K}$ 的冷 ^6Li 原子团中, 构造了不同阱深光晶格驱动原子产生 10 次布洛赫振荡. 结果显示, 增大阱深可通过减少加速过程中逃逸出光晶格的原子来提高动量转移效率; 但随着阱深进一步增加, 动量转移效率会快速趋于饱和, 最终在阱深约 140 倍反冲动能时实现约 40% 的动量转移效率. 紧接着进一步增大扫描频率范围以获得更多的动量转移, 随着振荡次数增加, 发生动量转移的原子逐渐减少, 以完成布洛赫振荡后能从初始原子团中分离出清晰的原子团信号为标准, 最终在非亚反冲温度的 ^6Li 原子中成功施加了 20 次布洛赫振荡, 转移出获得 40 倍反冲动量 (约 5×10^6) 的 ^6Li 原子. 通过速度敏感拉曼跃迁对布洛赫振荡前后的原子动量谱进行测量, 由于初始原子团温度较高, 多普勒展宽进一步限制了布洛赫振荡效率, 尽管通过绝热啁啾布洛赫光频率差来抑制原子的能带间跃迁, 部分原子仍在振荡过程中逃逸出光晶格, 从而在初始动量和目标动量之间呈现连续分布, 导致高温 ^6Li 原子团的布洛赫振荡效率不够高. 通过初始原子团动量分布变化, 观测到在光晶格势阱深度和脉冲时间固定下, 参与布洛赫振荡的原子与作用布洛赫振荡次数无关, 且初速度与晶格加速方向一致的原子更容易获得有效加速. 上述实验结果为后续在较热的原子中运用布洛赫振荡提供了重要的参考. 本实验中获得的具有较大动量的原子可以用于 ^6Li 原子干涉仪实验中, 拓宽了大动量转移技术的适用温度范围, 为提高 ^6Li 原子干涉仪的测量反冲频率的精度提出了新的技术方案.

参考文献

[1] Liu W, Boshier M G, Dhawan S, et al. 1999 *Phys. Rev. Lett.* 82 711

- [2] Mohr P J, Newell D B, Taylor B N 2016 *Rev. Mod. Phys.* **88** 035009
- [3] Dirac P A M 1928 *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **117** 610
- [4] Uzan J P 2011 *Living Rev. Relativ.* **14** 1
- [5] Khorev V N, Shifrin V Y, Shubin S A, Park P G 2010 *CPEM 2010 Daejeon, Korea (South)*, June 13–18, 2010 pp314–315
- [6] Shields J Q, Dziuba R F, Layer H P 2002 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **38** 249
- [7] Jeffery A, Elmquist R E, Shields J Q, Lee L H, Cage M E, Shields S H, Dziuba R F 1998 *Metrologia* **35** 83
- [8] Van Dyck R S, Schwinger P B, Dehmelt H G 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 26
- [9] Hanneke D, Fogwell S, Gabrielse G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 120801
- [10] Aoyama T, Hayakawa M, Kinoshita T, Nio M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 111807
- [11] Williams E R, Jones G R, Ye S, Liu R, Sasaki H, Olsen P T, Phillips W D, Layer H P 1989 *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **38** 233
- [12] Battesti R, Cladé P, Guellati-Khélifa S, Schwob C, Grémaud B, Nez F, Julien L, Biraben F 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 253001
- [13] Cadoret M, de Mirandes E, Cladé P, Guellati-Khélifa S, Schwob C, Nez F, Julien L, Biraben F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 230801
- [14] Cladé P, de Mirandes E, Cadoret M, Guellati-Khélifa S, Schwob C, Nez F, Julien L, Biraben F 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 033001
- [15] Cladé P, Nez F, Biraben F, Guellati-Khélifa S 2019 *C.R. Phys.* **20** 77
- [16] Zhang P P, Zhong Z X, Yan Z C, Shi T Y 2015 *Chin. Phys. B* **24** 033101
- [17] Zheng X, Sun Y, Chen J J, Hu S M 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 164203 (in Chinese) [郑昕, 孙羽, 陈娇娇, 胡水明 2018 物理学报 **67** 164203]
- [18] Tarallo M G, Mazzoni T, Poli N, Sutyrin D V, Zhang X, Tino G M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **113** 023005
- [19] Rosi G, D’Amico G, Cacciapuoti L, Sorrentino F, Prevedelli M, Zych M, Brukner Č, Tino G M 2017 *Nat. Commun.* **8** 15529
- [20] Mills I M, Mohr P J, Quinn T J, Taylor B N, Williams E R 2011 *Phil. Trans. R. Soc. A* **369** 3907
- [21] Weiss D S, Young B C, Chu S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2706
- [22] Taylor B N 1994 *Metrologia* **31** 181
- [23] Wicht A, Hensley J M, Sarajlic E, Chu S 2002 *Phys. Scr.* **2002** 82
- [24] Morel L, Yao Z, Cladé P, Guellati-Khélifa S 2020 *Nature* **588** 61
- [25] McGuirk J M, Snadden M J, Kasevich M A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4498
- [26] Müller H, Chiow S W, Long Q, Herrmann S, Chu S 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 180405
- [27] Cladé P, Andia M, Guellati-Khélifa S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 063604
- [28] Rui Y, Zhang L, Li R, Liu X, Duan C, Liu P, Wu Y, Wu H 2023 *Phys. Rev. Res.* **5** 023052
- [29] Cassella K, Copenhaver E, Estey B, Feng Y, Lai C, Müller H 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 233201
- [30] Grynberg G, Courtois J Y 1994 *Europhys. Lett.* **27** 41
- [31] Burchianti A, Valtolina G, Seman J A, Pace E, De Pas M, Inguscio M, Zaccanti M, Roati G 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043408
- [32] Grier A T, Ferrier-Barbut I, Rem B S, Delehay M, Khaykovich L, Chevy F, Salomon C 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063411
- [33] Gustavsson M, Haller E, Mark M J, Danzl J G, Rojas-Kopeinig G, Nägerl H C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 080404
- [34] Roati G, de Mirandes E, Ferlaino F, Ott H, Modugno G, Inguscio M 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 230402
- [35] Morsch O, Müller J H, Cristiani M, Ciampini D, Arimondo E 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 140402
- [36] Choi D I, Niu Q 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2022
- [37] Berg-Sørensen K, Mølmer K 1998 *Phys. Rev. A* **58** 1480
- [38] Denschlag J H, Simsarian J E, Häffner H, McKenzie C, Browaeys A, Cho D, Helmerson K, Rolston S L, Phillips W D 2002 *J. Phys. B* **35** 3095
- [39] Li R, Wu Y L, Rui Y, Li B, Jiang Y Y, Ma L S, Wu H B 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 063002
- [40] Cladé P, de Mirandes E, Cadoret M, Guellati-Khélifa S, Schwob C, Nez F, Julien L, Biraben F 2006 *Phys. Rev. A* **74** 052109
- [41] Wannier G H 1937 *Phys. Rev.* **52** 191
- [42] Cohen-Tannoudji C, Dupont-Roe J, Grynberg G 1998 (New York: John Wiley & Sons, Inc) pp67–163

SPECIAL TOPIC—Principles and applications of quantum optics

Momentum transfer of non-subrecoil ${}^6\text{Li}$ atoms based on Bloch oscillations*

YU Shichuan ZHANG Liang FAN Jian YIN Mengjia
DENG Shujin[†] WU Haibin*(Institute of Quantum Science and Precision Measurement, East China Normal University, Shanghai 200241, China)*

(Received 15 October 2025; revised manuscript received 13 November 2025)

Abstract

Atom interferometer enables high-precision measurement of recoil frequency, which is crucial for determining the fine structure constant. Large momentum transfer (LMT) based on Bloch oscillations in atom interferometers can significantly enhance the measurement precision of the recoil frequency. Typically, applying Bloch oscillations to an atomic ensemble requires the atoms to be cooled within the first Brillouin zone. However, deep cooling of lithium atoms is challenging, making it difficult to directly apply Bloch oscillations. Therefore, this paper develops an LMT technique based on Bloch oscillations in a relatively high-temperature ensemble of ${}^6\text{Li}$ atoms. By constructing a deep potential optical lattice, the high-temperature atoms can be efficiently loaded into the lattice. Subsequently, the optical lattice is adiabatically chirped to suppress interband transitions of the atoms, thereby enabling them to accelerate with the lattice. Although the efficiency of a single Bloch oscillation decreases under the tight-binding approximation, this method simultaneously relaxes the temperature requirements of the LMT technique. Consequently, we achieve a large momentum transfer of 40 recoil momentum at 80 μK (far above the recoil temperature), with the number of transferred atoms reaching up to 5×10^6 . Subsequent analyses of the atomic momentum spectrum before and after the Bloch oscillations reveal that due to Doppler broadening, the atomic momentum shows a continuous distribution between the initial momentum and the target momentum, which limits the momentum transfer efficiency. It is found that for a fixed optical lattice depth and pulse duration, the momentum distribution of atoms participating in the Bloch oscillations is independent of the number of oscillations. Furthermore, atoms with initial velocities aligned with the acceleration direction of the optical lattice are more easily accelerated. This LMT technique is expected to substantially enhance the measurement precision of the ${}^6\text{Li}$ atomic recoil frequency, providing an important reference for subsequent high-precision calibration of the fine structure constant using ${}^6\text{Li}$ atom interferometers.

Keywords: atom interferometer, recoil frequency, Bloch oscillation, large momentum transferDOI: [10.7498/aps.75.20251397](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251397)CSTR: [32037.14.aps.75.20251397](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20251397)

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1404202), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11734008, 11374101, 12074125), and the Shanghai Municipal Science and Technology Major Project, China (Grant No. 2019SHZDZX01).

[†] Corresponding author. E-mail: sjdeng@lps.ecnu.edu.cn



基于布洛赫振荡的非亚反冲 ^6Li 原子的动量转移

余石川 张亮 樊健 尹梦佳 邓书金 武海斌

Momentum transfer of non-subrecoil ^6Li atoms based on Bloch oscillations

YU Shichuan ZHANG Liang FAN Jian YIN Mengjia DENG Shujin WU Haibin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040301 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251397

CSTR: 32037.14.aps.75.20251397

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251397>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于冷原子重力仪的绝对重力动态移动测量实验

Experiment on dynamic absolute gravity measurement based on cold atom gravimeter

物理学报. 2022, 71(2): 026701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211449>

船载系泊状态下基于原子重力仪的绝对重力测量

Absolute gravity measurement based on atomic gravimeter under mooring state of a ship

物理学报. 2021, 70(4): 040304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201522>

一种面向原子干涉仪均匀量子非破坏测量的光学环形腔

Optical ring cavity for homogeneous quantum nondemolition measurement in atom interferometer

物理学报. 2025, 74(3): 033701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241348>

基于1560 nm外腔式激光器的拉曼光锁相技术

Phase locking technology for Raman laser system based on 1560 nm external cavity lasers

物理学报. 2021, 70(17): 170303 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210432>

阿秒符合干涉仪与原子分子及团簇体系阿秒光电子电离延迟测量

Attosecond coincidence interferometer and measurement of attosecond photoelectron ionization time delay in atomic, molecular and cluster systems

物理学报. 2025, 74(24): 243202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251166>

基于磁光阱中 ^6Li 冷原子的真空度测量

Vacuum pressure measurement based on ^6Li cold atoms in a magneto-optical trap

物理学报. 2022, 71(9): 094204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212204>