

采用短程飞行时间吸收谱测量冷原子温度 时参数误差的影响^{*}

何 军 王 婧 邱 英 王彦华 张天才 王军民[†]

(山西大学光电研究所,量子光学与光量子器件国家重点实验室,太原 030006)

(2008 年 1 月 22 日收到,2008 年 3 月 31 日收到修改稿)

详细介绍了短程飞行时间吸收谱测量冷原子温度的基本模型和实验方法.在对铯原子磁光阱中冷原子温度测量的基础上,分析了初始时刻冷原子云中心到探测光束中心的垂直距离、冷原子云初始半径、探测光束半径三个参数的误差分别对于通过短程飞行时间吸收谱测量冷原子温度时所带来的影响,并比较了这些参数各自的影响程度.

关键词:冷原子温度,飞行时间,短程飞行时间吸收谱

PACC:3280P,3580B

1. 引 言

20 世纪 80 年代以来,中性原子的激光冷却与俘获技术得到了迅速发展,在原子物理、量子光学、激光光谱、量子频标等领域得到了应用.温度是描述冷原子特性的重要参数,对于冷原子温度的测量,人们已发展了若干种方法,如冷原子云释放再俘获^[1]、冷原子云受迫振荡^[2]、冷原子光谱分析^[3]、非平衡四波混频^[4]、飞行时间(TOF)光谱^[5]和二维 TOF 吸收成像^[6],其中 TOF 光谱方法相对比较简单,在实验中易于实现.采用 TOF 法测量磁光阱(magneto-optical trap, MOT)中冷原子云的温度时,释放被俘获的冷原子云,使其膨胀并在重力作用下自由下落,收集通过扁平的共振探测光时冷原子的 TOF 荧光信号,即可间接测量得到冷原子云的温度.当冷原子云的飞行距离较大,探测光光斑能够覆盖下落后原子云的大小时,可近似忽略冷原子云初始尺寸和探测光束的尺寸对测量结果的影响.由于近年激光冷却与俘获原子的装置逐渐趋于小型化,限制了冷原子云的飞行距离.在冷原子云的飞行距离较小时,则不能忽略

冷原子云初始尺寸和探测光束尺寸等实验参数的影响.2002 年 Brzozowski 等人^[7]提出了采用细圆探测光束的短程 TOF 荧光谱方法来确定冷原子温度的方案.我们则在实验中采用短程 TOF 吸收谱方法,在考虑冷原子云初始尺寸、探测光束尺寸及下落距离等实验参数的情况下,测量了铯原子 MOT 中冷原子的温度^[8,9],并与采用扁平探测光束的 TOF 荧光谱方法作了对比^[9].

本文详细介绍短程 TOF 吸收谱测量冷原子温度的基本模型,给出 MOT 中冷原子温度测量的实验方案及典型测量结果.在此基础上,着重对于 MOT 中冷原子云初始尺寸、探测光束尺寸和冷原子云下落距离三个参数的测量误差对确定冷原子温度的影响作了比较,并作了相应的分析和讨论,希望能对相关实验提供参考.

2. 短程 TOF 吸收谱方法的模型

中性原子 MOT 中心附近的势阱可近似为简谐势阱,考虑在 MOT 中被冷却与俘获的原子云,当数密度不太大时,原子数密度在空间的分布可用高斯

^{*} 国家自然科学基金(批准号:60578018,10434080)、国家重大科学研究计划(批准号:2006CB921102)、教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号:NCET-07-0524)、高等学校博士点专项科研基金(批准号:20070108003)、山西省自然科学基金(批准号:2007011003)和山西省留学回国人员科研经费资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wjjmm@sxu.edu.cn

分布 $g(i_0, \sigma_{i0})$ 来描述; 冷原子速度分布为麦克斯韦-玻尔兹曼分布, 通常也可近似地用高斯分布 $g(v_{i0}, \sigma_{iv})$ 来描述. 因此, 在六维相空间中冷原子云的初始概率分布可近似表示为^[7]

$$N(x_0, y_0, z_0, v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}) = \prod_{i \in (x, y, z)} g(i_0, \sigma_{i0}) g(v_{i0}, \sigma_{iv}), \quad (1)$$

其中 $g(i_0, \sigma_{i0})$ 和 $g(v_{i0}, \sigma_{iv})$ 为高斯分布函数

$$g(q, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{q^2}{2\sigma^2}\right).$$

冷原子云中心初始位置坐标为 (x_0, y_0, z_0) , 初始速度为 (v_{x0}, v_{y0}, v_{z0}) .

若近似地认为冷原子数密度和速度分布为球对称高斯分布, 则有 $\sigma_{x0} = \sigma_{y0} = \sigma_{z0} = \sigma_0$, σ_0 为冷原子云初始的高斯半径, $\sigma_{xv} = \sigma_{yv} = \sigma_{zv} = \sigma_v$, σ_v 为冷原子初始的方均根速度, 冷原子云的温度 $T_x = T_y = T_z = T$. 根据能量按自由度均分定理, 冷原子云初始方均根速度与冷原子云的温度关系为

$$\frac{1}{2} m \sigma_v^2 = \frac{1}{2} k_B T, \quad (2)$$

其中 m 是原子质量, k_B 是玻尔兹曼常数.

快速关断 MOT, 冷原子云从势阱中被释放, 在重力作用下自由下落的同时, 由于原子云具有初始速度分布因而会膨胀. 在冷原子云中心初始位置下方距离 h 处, 采用一束沿水平方向传播且与冷原子冷却循环跃迁共振的近平行的细圆高斯光束作为探测光, 通过测量冷原子与探测光作用的 TOF 吸收谱, 即可获得冷原子云的初始方均根速度, 进而可由 (2) 式得到冷原子云的温度. 模型如图 1 所示, x 方向为重力方向, 探测光沿 z 方向传播.

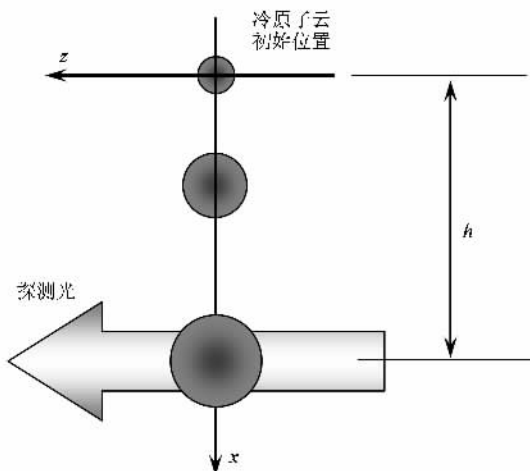


图 1 短程 TOF 吸收谱模型

冷原子云自由下落经过时间 t 后到达探测光束中心的位置, 其坐标变化关系可表示为

$$\begin{aligned} x &= x_0 + v_{x0} t + \frac{1}{2} g t^2, \\ y &= y_0 + v_{y0} t, \\ z &= z_0 + v_{z0} t. \end{aligned} \quad (3)$$

(3) 式可变形为

$$\begin{aligned} v_{x0} &= \frac{x - x_0}{t} - \frac{1}{2} g t, \\ v_{y0} &= \frac{y - y_0}{t}, \\ v_{z0} &= \frac{z - z_0}{t}. \end{aligned} \quad (4)$$

将 (4) 式代入 (1) 式, 然后对冷原子云初始位置坐标 (x_0, y_0, z_0) 积分, 可得到 t 时刻冷原子的概率分布为

$$N(x, y, z, t) = g\left(x - \frac{1}{2} g t^2, \sigma_t\right) \times g(y, \sigma_t) g(z, \sigma_t), \quad (5)$$

其中 $\sigma_t = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}$ 为 t 时刻冷原子云的高斯半径.

在冷原子云的尺度上可忽略近平行的细圆探测光束的发散角, 仅需要考虑下列在探测光束横截面内光强的高斯分布:

$$K(x, y) = P_0 g\left(x - \frac{1}{2} g t_0^2, \sigma_p\right) g(y, \sigma_p), \quad (6)$$

其中 P_0 为探测光功率, $t_0 = \sqrt{2h/g}$ 为在 x 方向初始零速度的原子由初始位置自由下落到达探测光束中心所需的时间, σ_p 为探测光束的高斯半径. 冷原子云下落穿过探测光束时, 探测器记录到的探测光束的透射信号可表示为

$$\begin{aligned} V(t) &= \alpha \iiint K(x, y) N(x, y, z, t) dx dy dz \\ &= \frac{\alpha P_0}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2)} \\ &\quad \times \exp\left[-\left(\frac{2h - g t^2}{2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_p^2 + \sigma_0^2 + \sigma_v^2 t^2}}\right)^2\right] \quad (7) \end{aligned}$$

式中的 α 为比例系数, 与光电探测器的量子效率及探测光的传输损耗等因素有关. 冷原子云初始高斯半径 σ_0 , 探测光束高斯半径 σ_p , 下落距离 h 都需要考虑, 这些实验参数的测量误差直接影响着冷原子温度的拟合值.

3. 实验系统及测量结果

实验中采用气室 MOT 技术冷却并俘获铯

(Cs_{55}^{133}) 原子. 在上述模型的基础上, 我们对 MOT 中冷原子云的温度进行了测量^[8,9]. 不锈钢超高真空气室的真空度维持在 1×10^{-7} Pa. MOT 的四极梯度磁场由一对反向亥姆霍兹线圈提供, 1.8 A 电流对应轴向磁场梯度约 1 mT/cm, 同时用三对矩形线圈补偿地磁场和杂散磁场. 实验中采用两台自制的光栅外部反馈式半导体激光器, 利用饱和吸收谱技术锁定激光频率, 经声光调制器系统设定失谐量后分别提供 MOT 的冷却/俘获光束和反抽运光束. 两束光经单模保偏光纤滤波准直为近平行高斯光束, 用偏振分光棱镜合束, 再经扩束望远镜得到光斑直径约 10 mm 的近平行光束, 等分为三束后分别沿直角坐标系的三个方向进入真空气室, 每束功率约 6 mW. 进入真空气室前, 三束光分别经 1/4 波片将线偏振变换为合适的圆偏振光与四极梯度磁场相匹配, 穿过真空气室后经 1/4 波片再由全反镜沿原路返回, 使其能在交汇区对原子在正交的三个方向上对原子产生冷却和回复机理. 经过 30 s 的装载后, MOT 中冷原子数达到稳态, 采用吸收法测得典型的冷原子数约 8×10^6 个^[9,10]. 通过短程 TOF 吸收谱方法测量冷原子云温度, 模型中需要同时快速关断 MOT 的四极梯度磁场和光场, 实验中借助于计算机程序控制的时序系统来实现, 其中四极梯度磁场的开关通过时序信号触发场效应管开关磁场电流来实现, 由于磁场线圈的电感较大, 典型关断时间约 450 μ s, 光场的开关通过时序信号控制声光调制器实现, 典型关断时间约 1 μ s.

在采用短程 TOF 吸收谱方法测量冷原子温度时, 影响测量结果的因素较多. 其中模型中的三个实验参数: 探测光中心与冷原子云中心初始位置的垂直高度 h (即下落距离), 冷原子云初始高斯半径 σ_0 和探测光束高斯半径 σ_p , 对测量的影响较大. 实验中我们采用下列方法分别对三个参数进行测量: (1) 将探测光的光纤输出准直器固定在一个处于竖直平面内的二维平移台上, 增大探测光的功率到 mW 量级, 将探测光束调节到水平穿过稳态冷原子云中心. 来自于探测光的共振辐射压力, 破坏了原本受力平衡的冷原子云, 使冷原子云中心的原子被推走, 形成一个空洞, 可借助于电荷耦合器件 (CCD) 摄像机连接监视器来观察. 然后向下平移探测光束到设定位置, 由平移台上的螺旋测微头可读出下落距离 h . 冷原子云的形状、尺寸及所用探测光束直径等因素均会造成确定初始冷原子云中心位置时的误差, 进而

会影响到下落距离 h 的测量. 我们在实验中反复实验, 选定的下落距离为 2.00 mm, 估计测量误差约 $\pm 50 \mu$ m, 即 $\pm 2.5\%$. (2) MOT 中冷却与俘获的冷原子云其数密度在空间的分布近似为高斯分布. 实验中采用消像差的复合透镜使冷原子云和 CCD 摄像机的 CCD 阵面分别处于透镜两侧两倍焦距处, 形成一个横向放大率为 1:1 的成像系统 (需预先校准), 可通过 CCD 摄像机得到冷原子云二维荧光强度分布, 采用高斯函数拟合得到初始冷原子云的高斯半径 σ_0 . 成像系统的空间分辨率及冷原子云和 CCD 阵面相对于成像透镜的距离的测量误差等因素都会影响到 σ_0 的测量. 典型的 σ_0 测量值为 280 μ m, 估计其测量误差约 $\pm 50 \mu$ m, 即约 $\pm 18\%$. (3) 探测光由单模保偏光纤滤波准直为近平行的细圆高斯光束, 实验中采用刀口法测量其高斯半径 σ_p . 激光器的功率起伏及平移台的精度等因素会影响 σ_p 的测量. 典型的 σ_p 测量值为 500 μ m, 估计其测量误差约 $\pm 15 \mu$ m, 即约 $\pm 3\%$. 此外, MOT 的四极磁场关断时间和测量区域地磁场和杂散磁场的补偿情况 (短程 TOF 吸收谱的信噪比影响着数据拟合的统计误差) 等因素也需要作分析. 在我们的实验条件下, MOT 的四极梯度磁场关断时间和测量区域地磁场和杂散磁场的补偿情况这两个因素对结果的影响不太大. 短程 TOF 吸收谱的信噪比造成的统计误差则由拟合过程直接给出.

根据以上三个实验参数的测量值, 基于短程 TOF 吸收谱测量冷原子温度的模型和上述实验装置, 实验中记录到的典型的短程 TOF 吸收谱信号如图 2 所示, 对应的探测光中心与冷原子云中心初始位置的垂直高度 $h \approx 2.0$ mm, 冷原子云初始半径 $\sigma_0 \approx 280 \mu$ m, 探测光斑高斯半径 $\sigma_p \approx 500 \mu$ m, 探测光

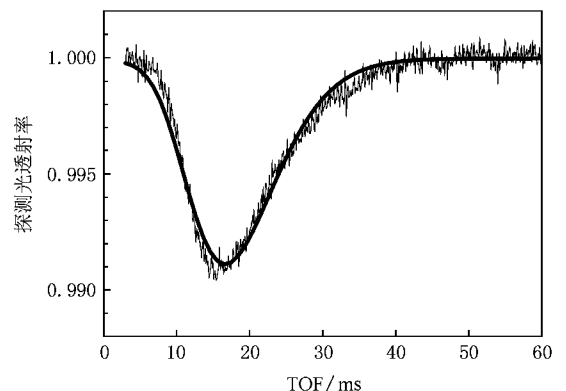


图 2 典型的短程 TOF 吸收谱信号 (探测光距原子云初始位置的高度 $h \approx 2.0$ mm, 原子云初始半径 $\sigma_0 \approx 280 \mu$ m, 探测光高斯半径 $\sigma_p \approx 500 \mu$ m. 拟合得到的冷原子温度为 59.4 μ K)

功率为 200 nW. 采用 (7) 式对实验曲线拟合, 得到冷原子典型温度值为 $59.4 \mu\text{K} \pm 2 \mu\text{K}$ ($\pm 2 \mu\text{K}$ 为统计误差).

下面着重于评估 h , σ_0 和 σ_p 三个实验参数的测量误差对确定冷原子温度时的影响, 并分析比较不同参数的影响程度. 假设其中的两个参数取测量值, 考虑另外一个参数围绕测量值存在误差时, 再次根据 (7) 式对实验记录到的短程 TOF 吸收谱(图 2 中

的实验曲线)进行拟合, 可得到原子云温度拟合值随三个实验参数的变化情况, 结果如图 3 所示. 图 3 (a) 显示温度拟合值受下落高度 h 的测量误差的影响情况, 图 3 (b) 显示温度拟合值受冷原子云初始的高斯半径 σ_0 的测量误差的影响情况, 图 3 (c) 则显示温度拟合值受探测光束高斯半径 σ_p 的测量误差的影响情况. 图 3 (d) 为冷原子温度和各实验参数取相对误差时将图 3 (a) (b) (c) 画在一起的情形.

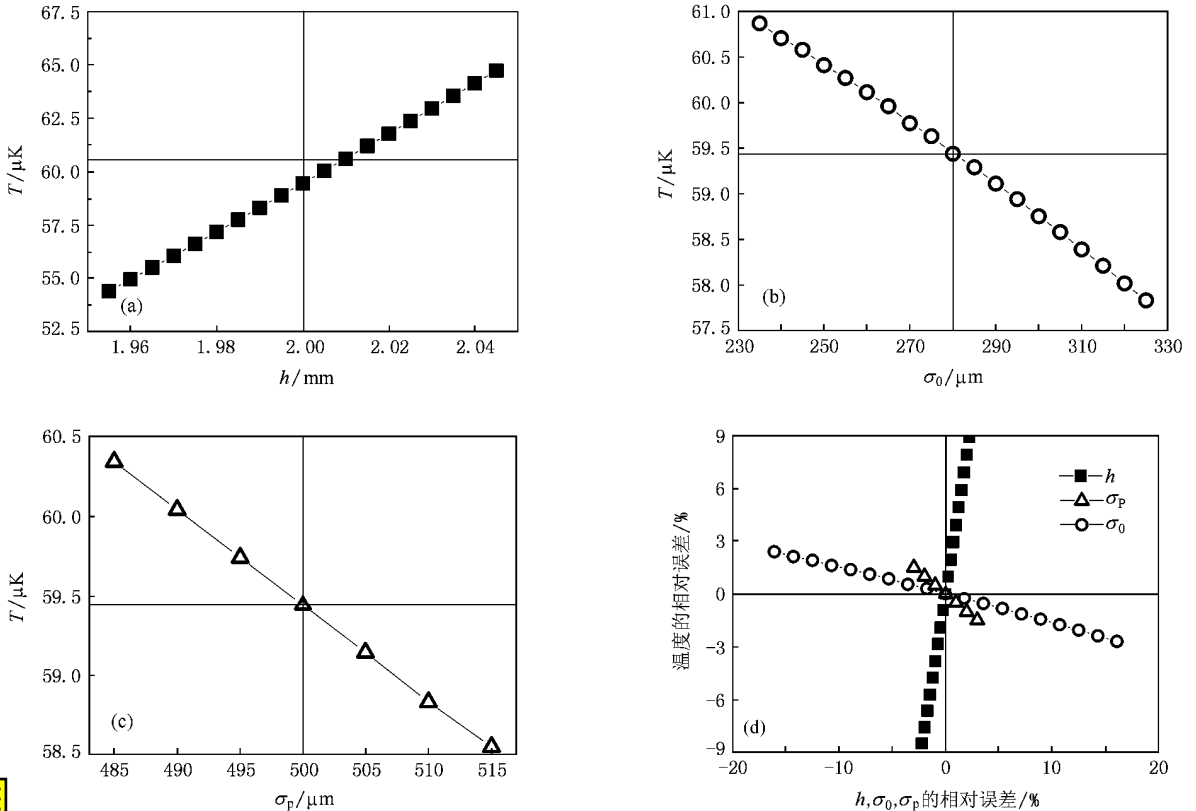


图 3 (a)–(c) 温度分别与实验参数 h , σ_0 和 σ_p 的关系 (d) 为温度与 h , σ_0 , σ_p 相对误差的关系

4. 讨 论

由图 3 可知, $\pm 2.5\%$ 的下落高度 h 值测量误差, 会使得温度拟合值则会在约 $\pm 9\%$ 左右的大范围内变化, 显示出温度对于 h 的测量误差最为敏感. 约 $\pm 18\%$ 的原子云初始高斯半径 σ_0 的测量误差, 则会使得温度拟合值在约 $\pm 3\%$ 的范围内变化. 而对于约 $\pm 3\%$ 的探测光束高斯半径 σ_p 的测量误差, 仅在约 $\pm 1.7\%$ 以内范围内影响温度拟合值. 相对于另外的两个实验参数而言, 影响要更小一些. 因此, 就要求在 h 的测量中尽可能保证测量精度, 减小误差. 从图 3 中还可清楚地看出, 三个实验参数的测量误

差中, σ_0 和 σ_p 对温度拟合值的影响行为相近, 而 h 对温度拟合值的影响行则与 σ_0 和 σ_p 完全相反.

待测冷原子云的温度更低时, 比如在 MOT 中制备的冷原子样品的基础上, 进一步通过光学粘团过程的偏振梯度冷却所获得的温度更低的冷原子云, 短程 TOF 吸收谱的信号会较强, 原因是温度更低的冷原子云膨胀得较慢, 相对于同样的下落距离 h 和同样的探测光束高斯半径 σ_p 而言, 对短程飞行时间吸收谱有贡献的原子数目则较多, 因而会在一定程度上提高信号的信噪比. 在由短程 TOF 吸收谱拟合得到冷原子云温度时, 所讨论的三个实验参数的测量误差的影响将会减弱.

5. 结 论

本文详细介绍了通过短程 TOF 吸收谱测量冷原子温度的基本模型及实验方法,阐述了实验中对相关参数的测量方法和参数测量误差的来源.在铯原子 MOT 冷原子温度测量的基础上,对于三个实验参数的测量误差对冷原子温度拟合值的影响作了评

估,并对各自的影响程度作了分析比较.这些内容对于冷原子温度的实验测量将有一定的参考价值.需要指出的是,对于冷原子数较少或者温度极低的情形,比如在冷原子玻色-爱因斯坦凝聚实验中通过对磁阱或者光学偶极阱中的超冷原子云进行蒸发冷却后的冷原子样品,实验中一般不采用短程 TOF 吸收谱方法(此时短程 TOF 吸收谱的信噪比很低),而一般借助于 TOF 二维吸收成像法来进行测量.

-
- [1] Chu S ,Hollberg L ,Bjorkholm J E ,Cable A ,Ashkin A 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 48
- [2] Kohns P ,Buch P ,Suptitz W ,Csambal C ,Ertmer W 1993 *Europhys. Lett.* **22** 517
- [3] Westbrook C I ,Watts R N ,Tanner C E ,Rolston S L ,Phillips W D ,Lett P D 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 33
- [4] Mitsunaga M ,Yamashita M ,Koashi M ,Imoto N 1998 *Opt. Lett.* **23** 840
- [5] Lett P D ,Watts R N ,Westbrook C I ,Phillips W D 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 169
- [6] Walhout M ,Sterr U ,Orzel C ,Hoogerland M ,Rolston S L 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 506
- [7] Brzozowski T M ,Maczynska M ,Zawada M ,Zachorowski J ,Gawlik W 2002 *J. Opt. B* **4** 62
- [8] Geng T ,Yan S B ,Wang Y H ,Yang H J ,Zhang T C ,Wang J M 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5104 (in Chinese)[耿 涛、闫树斌、王彦华、杨海菁、张天才、王军民 2005 物理学报 **54** 5104]
- [9] Wang Y H 2007 *Ph. D Thesis* (Taiyuan :Shanxi University)(in Chinese)[王彦华 2007 博士学位论文(太原 :山西大学)]
- [10] Wang Y H ,Yang H J ,Zhang T C ,Wang J M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3403 (in Chinese)[王彦华、杨海菁、张天才、王军民 2006 物理学报 **55** 3403]

Influence of parameter errors on the temperature measurement of cold atoms via short-distance time-of-flight absorption spectra^{*}

He Jun Wang Jing Qiu Ying Wang Yan-Hua Zhang Tian-Cai Wang Jun-Min[†]

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

(Received 22 January 2008 ; revised manuscript received 31 March 2008)

Abstract

The basic model and the experimental measurement method of short-distance time-of-flight absorption spectra for determining the temperature of cold atoms are described. Based on the realization of temperature measurement of cold cesium atoms in a magneto-optical trap, the influences of measurement errors of the three experimental parameters, namely the falling distance h , the initial Gaussian radius σ_0 of the cold cloud, and the Gaussian radius σ_p of probe beam, on the determination of temperature have been analyzed and compared.

Keywords : temperature of cold atoms, time of flight, short-distance time-of-flight absorption spectra

PACC : 3280P, 3580B

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60578018, 10434080), the State Key Research Program of China (Grant No. 2006CB921102), the Program for New Century Excellent Talents of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-07-0524), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of China (Grant No. 20070108003), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 2007011003), and the Research Funds for Returned Scholars Abroad from Shanxi Province, China.

[†] Corresponding author. E-mail : wjjmm@sxu.edu.cn