第 55 卷 第 7 期 2006 年 7 月
1000-3290/2006/55(07)/3403-05

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.55, No.7, July, 2006
©2006 Chin. Phys. Soc.

用吸收法对铯原子磁光阱中冷原子数目的测量*

王彦华 杨海菁 张天才 王军民†

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

(2005 年 10 月 27 日收到;2005 年 12 月 9 日收到修改稿)

介绍了吸收法测量冷原子数的原理以及对铯原子气室磁光阱中俘获的冷原子数目的测量过程及结果. 与通常的荧光收集法相比,在原理上与静止二能级原子同共振单模光场作用的模型更加接近,同时大大减小了测量中的误差累积,提高了测量精度. 测得的冷原子数为$(8\pm0.3)\times10^6$,同时还利用测得的阱中俘获的稳态冷原子数和磁光阱中冷原子的寿命间接获得了磁光阱的俘获率.

关键词: 激光冷却与俘获, 磁光阱, 冷原子数目, 俘获率

PACC: 3280P, 4225B, 4250V

1. 引 言

在原子、分子和光物理领域,中性原子磁光阱已成为制备冷原子样品的标准方法. 磁光阱自 1987 年在实验中实现后[1]备受业界关注;之后,中性原子气室磁光阱的实现[2]则使得制备冷原子样品变得更加简单而有效. 磁光阱目前已成为冷原子物理、玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)、原子光学、腔量子电动力学、光学晶格等方面研究的实验基础,因此吸引了许多学者致力于其理论和实验的研究[3,4]. 其中仅通过测量磁光阱的一个重要参数——阱中俘获的冷原子数目——可以在测量冷原子云尺度的基础上获得冷原子的密度,还可以研究冷却光的强度、失谐以及四极磁场的梯度等参数影响磁光阱中冷原子的冷却俘获过程的物理规律.

实验上通常采用荧光收集法[1,2,4]和吸收法[5,6]来测量阱中俘获的冷原子数目. 荧光收集法是通过在尽量大的空间立体角内收集阱中冷原子的荧光,推算参与辐射荧光的自发辐射过程的原子数目,其时假定阱中所有原子在辐射荧光过程中有相同的贡献. 这种方法虽然简单易行,但往往受到原子冷却光路和真空系统空间结构的限制,通常只能在很小的空间立体角内收集荧光,这样在基于荧光强度各向同性分布前提下并借助收集的荧光功率估算到整个 4π 空间立体角来估计阱中冷原子辐射的荧光功率时,无疑会积累很大的误差;另一方面,当原子云的密度较大时,在冷原子云中心,有相当一部分原子将不再参与对冷却俘获光的散射过程(其中原子间会因吸收临近原子释放的荧光存在相互作用,即所谓的荧光自陷),从而使原子数测量的精度非常有限. 而吸收法则关注于俘获冷原子对探测光的吸收,利用吸收信号获得磁光阱中俘获的冷原子数目. 文献[5]采用一束细的共振探测光穿过原子云的中心,测量冷原子云的吸收系数,由吸收系数推算原子云的密度,再通过测量原子云的体积获得原子数. 事实上还可以通过测量冷原子云中所有原子对于探测光的吸收[6]来测量原子数目. 在我们的实验中,首先释放铯原子气室磁光阱中俘获的冷原子云,原子就以一定的速度分布在空间中膨胀并在重力作用下自由下落,随后引入一束光斑可以覆盖膨胀后原子云的探测光,测量原子云对探测光的吸收,从而获得冷原子的吸收功率来推算冷原子数目. 应用这种方法,即使是对于密度较高的冷原子云,在其自由膨胀后,密度也可以大大减小,从而削弱荧光自陷效应使几乎所有的原子都参与对探测光的吸收. 相对于荧光收集法,仅这一点在测量精度上吸收法就具有明显的优势.

* 国家自然科学基金(批准号:60578018,10434080, 10374062,中俄 NSFC-RFBR 协议项目),教育部科学技术重点项目经费(批准号:204019),教育部科技创新工程重大项目培育资金(批准号:705010),教育部长江学者和创新团队发展计划(批准号:IRT0516)和山西省高校青年学术带头人科研经费资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn

本文介绍吸收法测量冷原子数的原理，阐述铯原子气室磁光阱中对冷原子数目的测量过程及结果．实验中采用对铯原子 $6S_{1/2}$ $F_g=4$—$6P_{3/2}$ $F_e=5$ 循环跃迁共振的线偏振光作为探测光，测量从阱中释放的冷原子云对探测光的吸收，根据理论模型来推知冷原子数目．而且通过测量磁光阱的装载曲线得到了冷原子的寿命，在此基础上，间接测得了磁光阱的俘获率（单位时间内有效俘获的原子数）．

2. 实验原理

铯原子气室磁光阱中冷却并俘获的冷原子典型温度从几十到上百个 μK，对应方均根速度仅每秒几厘米到一、二十厘米左右．而且冷原子云在从磁光阱中释放自由膨胀后原子云密度大大降低，从而可以忽略原子间的相互作用．当选用共振于铯原子 $6S_{1/2}$ $F_g=4$—$6P_{3/2}$ $F_e=5$ 循环跃迁的探测光时，冷原子对探测光的吸收过程，就可以用静止二能级原子同共振单模光场作用的理论模型来描述．

光场对于原子的辐射力可以通过求解光学 Bloch 方程得到．如果从动量交换的角度来考虑，原子在光场中的辐射力也等于单位时间内所有散射的光子动量和．即

$$F_{\mathrm{spont}}=\partial p/\partial t=\hbar k\gamma, \tag{1}$$

其中 γ 为原子对于光场中光子的散射率，即原子在单位时间内散射光子的数目，可由下式表示：

$$\gamma=\frac{\Gamma}{2}\frac{I/I_{\mathrm{sat}}}{1+I/I_{\mathrm{sat}}+(2\Delta/\Gamma)^2}, \tag{2}$$

Γ 是原子激发态的自发辐射衰减率（对于铯原子 $6P_{3/2}$ $F_e=5$ 态 $\Gamma=2\pi\times5.2\mathrm{MHz}$），$\Delta$ 是光场相对于原子跃迁频率的失谐，I 是光场的平均光强，I_{sat} 为原子的饱和光强（对于铯原子 $6S_{1/2}$ $F_g=4$—$6P_{3/2}$ $F_e=5$ 循环跃迁，在线偏振光的情况下 $I_{\mathrm{sat}}=2.09\mathrm{mW/cm^2}$，在圆偏振光的情况下 $I_{\mathrm{sat}}=1.12\mathrm{mW/cm^2}$）．从而单个原子对于共振探测光的吸收功率 $p=\gamma\cdot\hbar\omega$．于是，在实验中测得原子云的吸收功率 P_{abs} 后就可推算原子数 N，即

$$N=P_{\mathrm{abs}}/(\gamma\cdot\hbar\omega). \tag{3}$$

从(2)式可知，如果选取共振的探测光（$\Delta\sim0$），散射率 γ 只取决于光场强度 I．因此，对于一定数目的原子，可以通过改变探测光的光强得到不同的吸收功率，再对多次实验数据进行拟合[6]，这样可以减小测量的误差并得到较为准确的结果．在 $I\gg I_{\mathrm{sat}}$ 时，γ 趋近于常数 $\Gamma/2$，则原子数可近似表示为 $N\approx P_{\mathrm{abs}}/\left(\frac{\Gamma}{2}\cdot\hbar\omega\right)$．这时可以大大简化实验数据的处理，同时从原理上也回避了因偏振不纯造成饱和光强的误差以及实验测定探测光的光强时的误差．

3. 实验装置

我们的铯原子气室磁光阱[7—9]采用留有若干石英玻璃光学窗的无磁不锈钢真空腔体，其背景真空度用 40L/s 的离子泵维持在 4×10^{-8}Pa．还可以通过改变铯原子源的温度改变真空腔体内的压力，室温时打开铯原子源，真空腔体内典型的压力约 8×10^{-8}Pa．

实验中采用 Sacher 公司生产的 New Lynx 型光栅反馈半导体激光器（最大输出功率 120mW）作为冷却与俘获光源，使用一台自制的光栅反馈半导体激光器作为再抽运光光源，两个激光器通过饱和吸收光谱技术相对于铯原子 D_2 线锁定，并同声光调制器（AOM）配合使输出激光工作在需要的频率处．这里 AOM 不仅是对光场频率操控的需要，更重要的是作为光路的快速开关在实验中对光场进行时序控制．冷却与俘获激光采用扩束至直径约 7mm 功率约 6mW 的三束相互垂直的圆偏振光往返对射方案，其频率相对于铯原子 $F_g=4$—$F_e=5$ 循环跃迁的失谐量为 −13MHz．再抽运光则通过与冷却光在偏振分光棱镜上叠加，然后和冷却光同时通过扩束望远镜扩束后分为三束导入真空腔体．

磁光阱的四极磁场由真空腔体外一对反向亥姆霍兹线圈提供，在俘获区域轴向磁场梯度约 1mT/cm．同时切断四极磁场、冷却与俘获光束及再抽运光束后，原子从磁光阱中释放，但要让原子仅受重力作用而自由下落，实验中还需要三对线圈提供空间三个方向的补偿磁场，以消除地磁场和其他杂散磁场的影响，使补偿后的磁场在原子下落的几厘米范围内维持在 10^{-4}mT 左右．

探测光由 Toptica 公司生产的 DL100 型光栅反馈半导体激光器提供，利用饱和吸收技术将其频率锁定铯原子 $F_g=4$—$F_e=4$ 和 $F_g=4$—$F_e=5$ 跃迁的交叉线上，然后通过 AOM 频移 125.5MHz，使其同铯原子 $F_g=4$—$F_e=5$ 循环跃迁共振．为了获得较理想的光强分布并保证在原子和探测光作用时，探测光完全覆盖释放后膨胀的原子云，探测光通过保

偏光纤滤波，再通过扩束望远镜扩到直径约 8mm（考虑了在上述条件下我们的磁光阱中冷原子云的典型直径约 1mm 左右，等效温度约 70μK 的初始状态下膨胀），然后导入磁光阱.

实验中还需要一套计算机控制系统，来完成对磁光阱的四极磁场、冷却与俘获光束及再抽运光束的时序控制. 实际操作中，可以利用 AOM 使冷却与俘获光束、再抽运光束及探测光束在小于 1μs 的时间内打开或关断；但四极磁场因磁场线圈具有较大的电感，在 450μs 内才能完全关断. 因此我们采用如图 1 所示的控制时序信号：铯原子磁光阱装载 30s，阱中冷原子数基本达到稳态，随后同时关断四极磁场、冷却与俘获光束及再抽运光束，从而释放阱中的原子. 在 500μs 后，已没有四极磁场的影响，此时打开探测光束，采用光电探测器测量探测光经冷原子吸收后的透射信号.

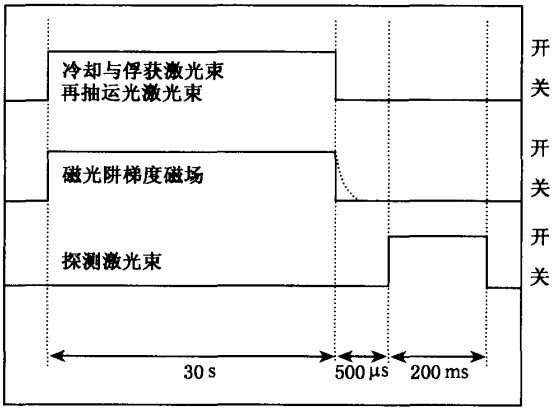

图 1　磁光阱测试系统时序图. 磁光阱装载 30s 后，关断冷却与俘获光和再抽运光激光束（典型关断时间小于 1μs），同时关断磁光阱的四极磁场（典型关断时间小于 450μs），在冷原子云自由膨胀 500μs 后，打开探测激光束测量冷原子对探测光的吸收

4. 结果和讨论

图 2 是实验中记录到的一个典型的冷原子对探测光的吸收信号. 在 $t=0$ 时刻冷原子从磁光阱中释放，并开启探测光. 探测光透射信号首先减弱，然后渐渐增强，这实际上反映的是探测光通过膨胀过程中的冷原子云后，其透射光强随原子膨胀的变化. 我们关心的是探测光的入射功率以及在此功率时冷原子云对探测光的吸收. 因此在探测光经过冷原子云吸收后，对到达光电探测器的探测光进行合适的衰减，使其处于光电探测器的线性工作区，然后经由光电探测器的输出电压信号与入射光功率的校准曲线就可将输出电压信号换算为对应的光功率，从而通过探测器的输出实时监测探测光的功率得到最大的吸收功率值.

冷原子从磁光阱中释放之后，原子云以一定的方均根速度（10cm/s 量级，见文献[9]）热膨胀，在膨胀过程中原子密度减小，平均自由程增大，荧光自陷效应被大大削弱，所有的冷原子都参与对探测光的吸收. 随着原子云的进一步膨胀和在重力作用下自由下落，原子逐渐扩散出探测光束截面，吸收渐弱，最终吸收趋于零.

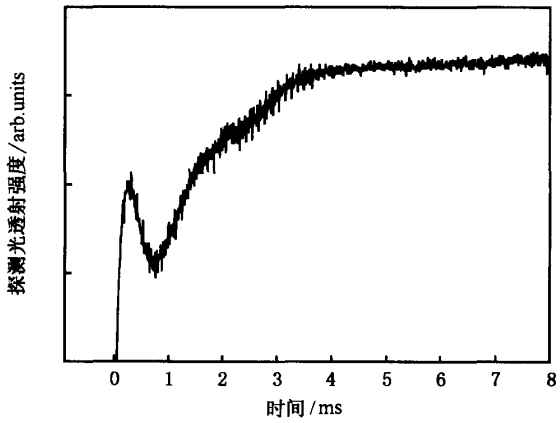

图 2　吸收法测量铯原子磁光阱中俘获的冷原子数目的典型探测光透射信号（向下的凹陷反映原子云对探测光的吸收随时间的变化）

由(2)式可知，原子对探测光的散射率或吸收功率随探测光的光强增强而增大，然后趋向于饱和. 所以在实验中探测光需要提供足够的功率后使得原子对光子的散射率趋于饱和才能较好地反映出散射率随光强的变化趋势. 从而探测光的光强已可与冷却与俘获光强相比拟甚至更强. 此时在共振探测光作用下（尤其是在探测光较强的情况下），冷原子必然会受到明显的辐射压力，在探测光传播方向上会被加速. 在加速过程中，因多普勒效应原子与探测光逐渐离共振，吸收也会有明显的减小. 但这一点并不影响在实验中测量冷原子对探测光的吸收.

如上所述，对于确定数目的原子来说在共振探测光的作用下能吸收的功率唯一取决于探测光的光强. 因此，通过在一系列探测光强下测量可得到对应的吸收功率，利用(2)，(3)两式可以拟合得到原子数. 实验中探测光功率可在 0.1—6mW 范围内方便地调节. 在不同的探测光功率下，保持铯原子磁光阱的参数不变，按图 1 所示的控制时序测量吸收信

号,结果如图3中小方块所示. 图中实线是根据(2),(3)式对实验数据进行拟合的结果,测得的 $N \approx (8 \pm 0.3) \times 10^6$,误差($\pm 0.3 \times 10^6$)是拟合的统计误差. 要说明的是,实验中对于高斯分布的探测光的光强值不容易准确测定. 为简便起见,我们采取平顶光束近似,仅计及平均光强,在对实验数据的拟合过程中将探测光束直径也作为拟合参数,拟合结果同采用刀口法测得的探测光的 $1/e^2$ 直径基本一致.

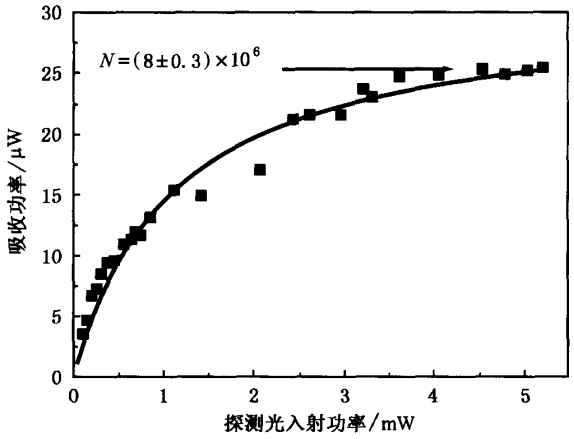

图3 在不同的探测光功率下测得的冷原子云所吸收的探测光功率(方块是实验测量值,实线是利用静止二能级原子同共振的单模光场作用的模型拟合得到的结果. 对应的冷原子数目为 $(8 \pm 0.3) \times 10^6$)

若有足够强的探测光使得原子的吸收接近于饱和,利用 $N \approx P_{abs} / \left(\frac{\Gamma}{2} \cdot \hbar\omega \right)$ 从一次测量的吸收功率即可估算得到冷原子数目. 当然,需要对不同的探测光功率下的吸收对比来判断是否饱和. 图3中的实验测量并未完全达到饱和,若从实验中所能测得的最大吸收功率近似估算的原子数为 7×10^6,同拟合结果误差在10%左右. 这种处理方法的优点在于:把原子和探测光的作用作饱和近似,可避免实验上对探测光光斑、光强测量的误差对实验结果的影响.

另外,考虑到磁光阱中俘获的原子数取决于阱的俘获率和损耗的平衡,其间的关系为 $\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta \frac{N^2}{V_{trap}}$ [3]. 其中,N 是被俘获的原子数目,R 是俘获率,τ 为原子在阱中的寿命,N/τ 描述背景气体对俘获原子的碰撞引起的原子损耗率,而第三项则描述由于俘获原子之间的两体碰撞导致的原子损耗率,在冷原子密度不大时可忽略. 我们的铯原子磁光阱中冷原子云的典型直径约1mm,平均冷原子密度约 $1.5 \times 10^{10} cm^{-3}$. 这种情况下通常只须考虑背景原子热碰撞造成的阱中冷原子的损耗,上述方程近似简化为 $\frac{dN}{dt} = R - \frac{N}{\tau}$. 通常俘获率在一定光场和磁场梯度下只取决于背景真空度,这时磁光阱俘获冷原子的过程实际上包括背景中的热原子进入有效的俘获区域,其中低于俘获速度的原子以一定的俘获率被俘获,但同时被俘获的原子又会因背景热原子的碰撞"撞"出磁光阱而逃逸的两个动态过程. 开始时冷原子很少,其损耗率(N/τ)也就较小,此时原子俘获率远大于损耗率,冷原子的数目逐渐积累;随着原子数目的增加,损耗率增大二者渐趋于平衡. 我们最终观察到的冷原子云是俘获率和损耗率达到平衡时的稳定状态. 在初始条件 $N(t=0) = 0$ 下方程的解为 $N(t) = R\tau[1 - \exp(-t/\tau)]$[2,3],$R\tau$ 就是阱中俘获的稳态原子数. 因此在磁光阱俘获的过程中,如果收集原子云的荧光信号,就可在实验上监测磁光阱的装载过程,通过拟合装载过程的荧光强度曲线即可求得到 τ. 这样在测量稳态原子数的基础上,可推知磁光阱的俘获率. 在实验中我们测得 $\tau \sim 8.8s$(参见图4),则俘获率 $R = N_s/\tau \sim 9 \times 10^5 s^{-1}$.

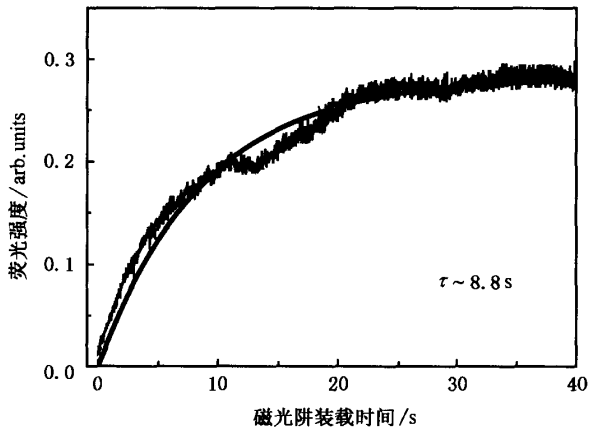

图4 铯原子磁光阱装载过程中典型的装载曲线. 纵轴的冷原子荧光强度可反映阱中原子数目的相对变化. 拟合得到冷原子在磁光阱中的寿命 $\tau \sim 8.8s$

5. 结 论

本文利用计算机时序控制系统释放磁光阱中俘获的冷原子使其在自由空间中膨胀,借助冷原子对探测光的吸收信号在实验上测量了冷原子数目,同时监测磁光阱中俘获原子发出的荧光信号,从实验

上获得了磁光阱的俘获率．只要对膨胀过程中的原子云与探测光作用的物理过程作简单的分析就可发现吸收法从原理上就已经大大提高了测量的精度，尤其是在原子密度较大时测量冷原子数目有明显的优势．这里还需要指出的是在实际应用中吸收法也存在一些不足：一次测量过程必须在相同的 MOT 条件下，完成多次测量的循环，并需要较长的时间周期，所以相对较为复杂；而且在测量时冷原子云也被破坏．如果只需要知道冷原子数的相对变化，而不关心具体的冷原子数目，荧光收集法反而比较方便、快捷．所以本文测量原子数乃至测得磁光阱的俘获率，其意义还在于深入了解磁光阱运转的物理机理．

[1] Raab E L, Prentiss M, Cable A, Chu S, Pritchard D E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 2631

[2] Monroe C, Swann W, Robinson H, Wieman C 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 1571

[3] Stean A M Chowdhury M, Foot C J 1992 *J. Opt. Soc. Am.* B **9** 2142

[4] Lindquist K, Stephens M, Wieman C 1992 *Phys. Rev.* A **46** 4082

[5] Fu J X, Li Y M, Chen X Z, Yang D H, Wang Y Q 2001 *Acta Opt. Sin.* **21** 414 (in Chinese) [付军贤、李义民、陈徐宗、杨东海、王义遒 2001 光学学报 **21** 414]

[6] Pereira F, Perales F, Leonard J, Sinatra A, Junmin Wang, Pavone F S, Rasel E, Unnikrishnan C S, Leduc M 2001 *Eur. Phys. J.* D **14** 15

[7] Wang J M, Zhang T C, Yang W D *et al* 1998 *Acta Opt. Sin.* **18** 1770 (in Chinese) [王军民、张天才、杨炜东等 1998 光学学报 **18** 1770]
Wang J M, Zhang T C, Yang W D, He L X, Liu H F, Xie C D, Peng K C 1998 *Acta Quantum Optica Sinica* **4** 229

[8] Yan S B, Liu T, Geng T, Zhang T C, Peng K C, Wang J M 2004 *Chin. Phys.* **13** 1669

[9] Geng T, Yan S B, Wang Y H, Yang H J, Liu T, 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、刘　涛、张天才、王军民 2005 物理学报 **54** 5104]

Measurement of the number of cold atoms trapped in cesium magneto-optical trap via probe absorption*

Wang Yan-Hua　Yang Hai-Jing　Zhang Tian-Cai　Wang Jun-Min†

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

(Received 27 October 2005; revised manuscript received 9 December 2005)

Abstract

The number of cold atoms trapped in magneto-optical trap(MOT) can be derived from probe absorption signal. After the MOT is switched off, the cold cloud freely expands in gravitational field with an initial velocity distribution. So the measurement process can be described with the interaction model between the individual stationary two-level atom and single mode resonate laser. Absorption method can largely improved the measurement precision. In this paper we introduce the physical principle of measurement and demonstrate the whole experimental procedure in detail. The number of atoms trapped in our MOT, $(8 \pm 0.3) \times 10^6$ is measured in experiment. And the number of steady-state atoms and the lifetime of atom trapped in MOT was used to deduce the capture rate of MOT.

Keywords: laser cooling and trapping, magneto-optical trap, number of cold atoms, capture rate

PACC: 3280P, 4225B, 4250V

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60578018, 10434080, 10374062, and Sino-Russia NSFC-RFBR Joint Project), by the Key Scientific Project (Grant No. 204019), the Cultivation Fund of the Key Scientific and Technical Innovation Project (Grant No. 705010) and the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University (IRT0516) from Ministry of Education of China, and by the Research Funds for Youth Academic Leaders of Shanxi Province.

† Corresponding author. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn