

全光学冷却与囚禁 ^{133}Cs 原子玻色-爱因斯坦 凝聚的可能性 *

印建平 高伟建 刘南春

(苏州大学物理系 苏州 215006)

王义道

(北京大学电子学系 北京 100871)

(2000 年 6 月 17 日收到 2000 年 12 月 15 日收到修改稿)

综述了近年来有关蒸发冷却 ^{133}Cs 原子样品的实验进展,分析了磁囚禁 ^{133}Cs 原子玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)的困难,并在此基础上提出了一个全光型冷却与囚禁 ^{133}Cs 原子 BEC 的新方案.该方案主要由一个来自半导体激光($\lambda = 0.852 \mu\text{m}$)的倒金字塔形中空光束重力光学囚禁(pyramidal-hollow-beam gravito-optical trap, 缩写为 PHB GOT)和一个来自 Ar^+ 激光($\lambda = 0.5013 \mu\text{m}$)的圆锥形中空光束重力光学囚禁(conical-hollow-beam gravito-optical trap, 缩写为 CHB GOT)组成.在 PHB GOT 中,冷原子经历了一个有效的中空光束感应的 Sisyphus 冷却(也即强度梯度冷却)和抽运光感应的几何冷却,原子温度将被从磁光囚禁(MOT)温度(约为 $60 \mu\text{K}$)冷却至几个光子反冲极限(约为 $2 \mu\text{K}$),而在 Ar^+ 中空光束囚禁(CHB GOT)中,冷原子将被 Raman 冷却或速度选择相干粒子数囚禁技术(velocity-selection coherent population trap, 缩写为 VSCPT)进一步冷却至光子反冲极限以下,并被激光频率高于原子共振频率的(也即蓝失谐的)覆盖光束压缩.我们就 PHB 冷却的动力学过程进行了 Monte-Carlo 模拟,并计算了 Ar^+ 中空光束囚禁 ^{133}Cs 原子的光学势.研究结果表明,实现一个全光学冷却与囚禁的 ^{133}Cs 原子 BEC 是可能的.

关键词:倒金字塔型中空光束重力光学囚禁,强度梯度冷却,氩离子中空光束囚禁,喇曼冷却,铯原子 BEC

PACC: 3280P, 3380P, 4250

1 引 言

自从美国 JILA 小组^[1]于 1995 年第一个在 ^{87}Rb 原子气体中观察到玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)以来,国际上已有 21 个实验室分别观察到了 ^7Li , ^{23}Na 和 ^{87}Rb 原子气体中的 BEC 现象.所有这些 BEC 都是在磁囚禁中通过射频蒸发冷却实现的,但没有一个 BEC 是在纯的光学囚禁或通过非蒸发冷却技术实现的.射频蒸发冷却技术虽然简单,并且十分有效,但它是以牺牲大量原子数为代价的,通常真正进入 BEC 状态的原子数仅为装载原子数的千分之一到万分之一,从而使得原子激光输出的持续时间仅为 0.1s.由于磁囚禁中 ^{133}Cs 原子极其不寻常的非弹性碰撞性质,使得所有试图通过射频蒸发冷却实现磁囚禁 ^{133}Cs 原子 BEC 的努力都失败了.众所周知,

^{133}Cs 原子 BEC 是改善时间频率标准的首选对象.此外,一个蓝失谐的光阱将允许处于所有磁支能级的原子同时被冷却与囚禁,而且光学囚禁有可能改善 ^{133}Cs 原子的碰撞性质.因此,探讨一个光学冷却与囚禁的 ^{133}Cs 原子 BEC 的可能性是一个十分有趣而又有价值的研究课题.

本文提出了一个全光型冷却与囚禁 ^{133}Cs 原子 BEC 的方案.该方案主要由一个来自半导体激光的倒金字塔形中空光束 GOT(PHB GOT)和一个来自 Ar^+ 激光的圆锥形中空光束 GOT(CHB GOT)组成.蓝失谐的 PHB 和 CHB 沿着垂直方向向上传播并相互重叠.首先,来自一个标准磁光囚禁(MOT)的冷 ^{133}Cs 原子(约为 $60 \mu\text{K}$)装载于 PHB GOT.由于交流 Stark 效应,在 PHB 囚禁中的冷原子将经历一个有效的中空光束感应的 Sisyphus 冷却和再抽运光感应的几何冷却,并被冷却至几个光子反冲极限(约

* 国家自然科学基金(批准号 69878019),江苏省自然科学基金(批准号 DK97139)和江苏省教育厅自然科学重点基金资助的课题.

为 $2\mu\text{K}$).其次,如果挡掉 PHB,具有约为 $2\mu\text{K}$ 温度的冷原子即被装载于一个失谐量很大的蓝失谐 Ar^+ 中空光束 GOT 中.接着,通过 Raman 冷却或 VSCPT 技术,在 CHB GOT 中的冷原子将被进一步冷却至一个光子反冲以下,并可获得一个温度约为 10nK 的超冷 Cs 原子样品.最后,一个横向传播的蓝失谐 covering 光束被用于压缩超冷 Cs 原子云,并探索一个光学囚禁的¹³³Cs 原子 BEC.我们就 PHB 冷却的动力学过程进行了 Monte-Carlo 模拟,计算了¹³³Cs 原子在 Ar^+ 中空光束 GOT 中的囚禁势,估计了总的原子损耗和原子密度,并讨论了光学囚禁¹³³Cs BEC 的可能性.

2 磁囚禁¹³³Cs 原子 BEC 的实验进展及其困难

多年来,国际上曾有许多实验室从事了磁囚禁中¹³³Cs 原子 BEC 的探索,但至今尚未获得成功.其主要原因是处于 $|F=m_F=4$ 态的¹³³Cs 原子的散射长度是负的(类似于⁷Li 和⁸⁵Rb 原子),其单重和三重散射长度分别为^[2]

$$a_s = -208a_0, a_T = a_{4A} = -305a_0 \quad (a_0 \text{ 为玻尔半径}), \quad (1)$$

从而导致了较大的弹性碰撞交叉截面 $\sigma_{4A} \approx 10^{-11} \text{ cm}^2$ ^[3] 和巨大的自旋弛豫速率系数(两体非弹性碰撞) $G_{4A} = 4 \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$ ^[4] (这比²³Na 和⁸⁷Rb 原子的 G (约为 $10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$) 约大 10^3 量级以上), 以及相当大的三体复合速率系数 $L_{4A} \approx 6.8 \times 10^{-25} \text{ cm}^6/\text{s}$ (这比²³Na 和⁸⁷Rb 原子的 L ($5 \times 10^{-29} \text{--} 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$) 约大 $10^4 \text{--} 10^5$ 量级).于是弹性碰撞速率(也即蒸发冷却速率)和总的原子碰撞损耗速率分别由下式给出:

$$\gamma_{\text{evap}} \approx \sigma v n \quad (2)$$

和 $\gamma_{\text{loss}} \approx Gn + Ln^2$. (3)

由于 G_{4A} 和 L_{4A} 很大,为了制备¹³³Cs 原子的 BEC,在磁囚禁中蒸发冷却时的原子密度 n 必须控制在 $10^{10} \text{ atom/cm}^3$ 量级,这比通常²³Na 和⁸⁷Rb 原子蒸发冷却时的原子密度范围($10^{12} \text{--} 10^{13} \text{ atom/cm}^3$)要低 $2 \text{--} 3$ 个量级,从而 1) 导致¹³³Cs 原子在磁阱中的射频蒸发冷却速率很低,2) 要求 BEC 跃迁温度

$$T_{\text{BEC}} = \frac{2\pi\hbar^2}{km} \left(\frac{n}{2.612} \right)^{2/3} \quad (4)$$

很低,约为 nK ,这是在有限的观察时间内采用十分

低效的射频蒸发冷却无法达到的.因此,特别大的自旋弛豫速率系数 G_{4A} 和三体复合速率系数 L_{4A} 使得蒸发冷却效果欠佳,碰撞损耗速率太高,以至于在一定的观察时间内难以达到 BEC 所要求的跃迁温度和相应的原子密度,相应的实验结果是位相空间密度约为 10^{-5} .

最近法国 Dalibard 小组在磁囚禁中对处在 $|F = -m_F = 3$ 态的¹³³Cs 原子进行了射频蒸发冷却研究^[5].实验结果是: $N = 7000 \text{ atom}$, $T = 80 \text{ nK}$, 位相空间密度达到 3×10^{-2} , 离 BEC 相密度仅差二个量级.这是迄今为止从事¹³³Cs 原子 BEC 研究的最好结果.原因是对于 $|F = -m_F = 3$ 态上的¹³³Cs 原子,其散射长度为 $a_{3,-3} = -240a_0 \approx 2/3a_{4A}$ ^[2], 相应的自旋弛豫速率系数为 $G_{3,-3} \leq 1 \times 10^{-14} \text{ cm}^3/\text{s} \approx G_{4A}/400$ ^[2], 三体复合速率系数 $L_{3,-3} = 1.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^6/\text{s} \approx (2/3)^4 \sigma_{4A}$ ^[6], 从而使得蒸发冷却时,原子密度 n 可以提高至 $10^{11} \text{--} 10^{12} \text{ atom/cm}^3$ 之间,故 1) 蒸发冷却要比 $|F = m_F = 4$ 态的效果有效得多,2) BEC 要求的跃迁温度也要比 $|F = m_F = 4$ 态的 T_{BEC} 高得多,约为 10 nK 量级.由此可见,如果¹³³Cs 原子像⁷Li 原子一样存在一个亚稳态的 BEC,则进一步冷却处于 $|F = -m_F = 3$ 态上的¹³³Cs 原子样品至 10 nK ,并增加初始装载的¹³³Cs 原子数和进一步压缩其冷原子云的体积,实现一个磁囚禁的¹³³Cs 原子 BEC 还是可能的.

然后,由于光学囚禁可以将¹³³Cs 原子囚禁在所有的磁子能级上,有可能改变¹³³Cs 原子的单重和三重散射长度,从而改善其两体弹性碰撞和两体非弹性碰撞以及三体复合等超冷原子的碰撞性质,特别是可以有效地消除在磁囚禁中¹³³Cs 原子的巨大自旋弛豫损耗,这是因为自旋弛豫速率系数 $G(B, T)$ 与磁场强度 B 有关,即^[6]

$$G(B, T) = (38 \pm 12) \times 10^{-12} B^2 T^{-0.78} \text{ cm}^3/\text{s}. \quad (5)$$

这里 B 以 mT 为单位, T 以 μK 为单位.由于在光学囚禁中, B 仅为地磁场(0.5G),或约为 1G 的直流偏置场,故在光学囚禁中,自旋弛豫损耗完全可以忽略不计.仅须考虑三体复合损耗即可.此外,光学囚禁还便于 1) 实现超冷原子的 Feshbach 共振^[7],以改变或人为控制¹³³Cs 原子散射长度的符号与大小,从而改善其冷碰撞性质,2) 实现两个样品的混合平衡(感应)冷却,如⁸⁷Rb 原子 BEC 与超冷¹³³Cs 原子样品(约为 $1 \mu\text{K}$)的混合感应冷却等,以实现双样品的

BEC. 因此, 光学囚禁也许是实现¹³³Cs 或¹³⁵Cs 原子气体 BEC 的理想选择之一.

3 ¹³³Cs 原子的 PHB 冷却与囚禁

倒金字塔形中空光束 Cs 原子 GOT 的方案如图 1 所示. 当一个准直的 doughnut 中空光束的中心被一个不透光的方盘挡住, 并被一个焦距可调的会聚透镜聚焦后, 即可在透镜焦点上方形成一个 PHB GOT. 当来自半导体激光的 PHB 功率为 $P_0 = 500$ mW, 波长为 $\lambda = 0.852 \mu\text{m}$ 和失谐量为 $\delta = 1\text{--}5$ GHz 时, ¹³³Cs 原子的两个精细基态的光移动势 U_1 和 U_2 远高于 MOT 的温度(约为 $60 \mu\text{K}$). 一个蓝失谐的横向传播的 Plug Beam 与 PHB 相交, 并用于操控 PHB GOT 中的冷原子. 为了感应一个有效的 Sisyphus 冷却和几何冷却, 一个弱的近共振的再抽运光(RPB)自上而下传播, 并与 PHB 重合.

当冷原子从 MOT 装载到 PHB GOT 中, 并在 PHB 来回反射时, 它们将经历着 PHB 感应的 Sisyphus 冷却^[8]和 RPB 感应的几何冷却. 此外, 通过调节 PHB 的发散角(也即改变透镜的焦距 f)或者上下移动 plug 光束, 即可方便地控制或改变原子的冷却速率、三维平衡温度、囚禁体积和原子密度以及囚禁损耗等. 考虑到 PHB GOT 中的 Sisyphus 冷却和各项自发辐射加热, 我们即可导出下列平衡方程来估计平衡的三维均方根(root-mean-square, rms)动量^[9]:

$$-\frac{1}{3} \frac{\Delta_{\text{hfs}}}{\delta + \Delta_{\text{hfs}}} \left(\frac{p_{\text{rms}}}{\hbar k} \right)^2 - \frac{\sin \theta}{q_{\text{RPB}}} + \frac{1}{q_{\text{RPB}}^2} + \frac{1}{1 - q_{\text{PHB}}} = 0, \quad (6)$$

式中 q_{RPB} 和 q_{PHB} 分别是吸收一个 RPB 光子和一个 PHB 光子后从 $|1, n\rangle$ 态跃迁到 $|2, n-1\rangle$ 态的概率.

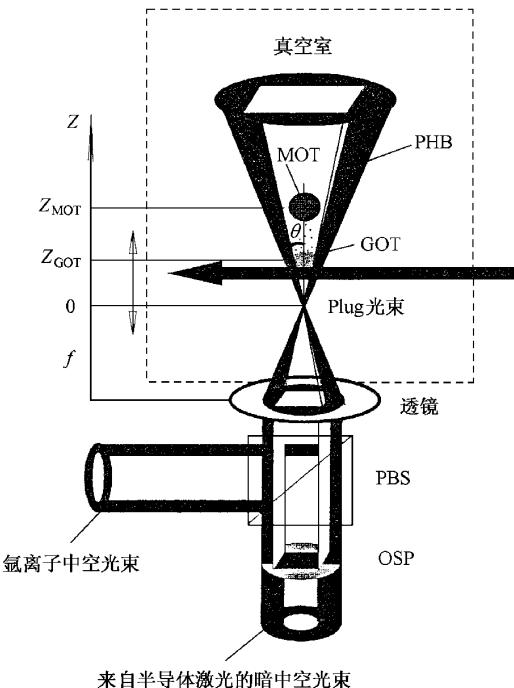
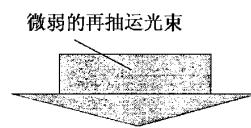


图 1 倒金字塔形中空光束 Cs 原子 GOT 方案

我们就 PHB 冷却的动力学过程进行了 Monte-Carlo 模拟, 其结果示于图 2. $N = 200$ ¹³³Cs 原子, $\lambda_a = 0.852 \mu\text{m}$, $T_{\text{MOT}} = 60 \mu\text{K}$, $Z_{\text{MOT}} = 1 \text{ mm}$, $D_{\text{MOT}} = 1 \text{ mm}$ 和半导体激光功率为 $P_0 = 500 \text{ mW}$, $\delta = 3.0 \text{ GHz}$, $\theta = 30^\circ$ 时, 我们得到 GOT 的平均高度为 $Z_{\text{GOT}} = 0.13 \text{ mm}$, 平衡动量为 $p_{\text{rms}} = 5.3 \hbar k$, 相应的平衡温度为 $T = 1.8 \mu\text{K}$, 这与由方程(6)式估计的结果($p_{\text{rms}} = 4 \hbar k$)基本一致.

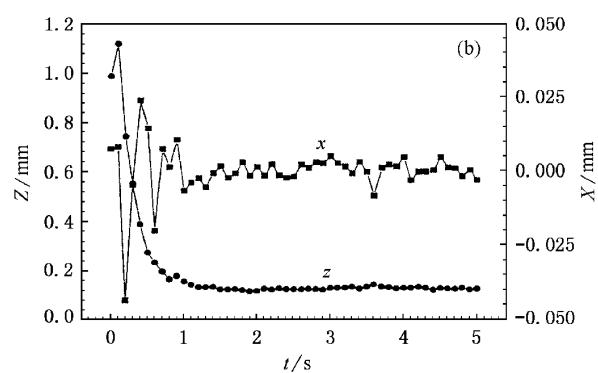
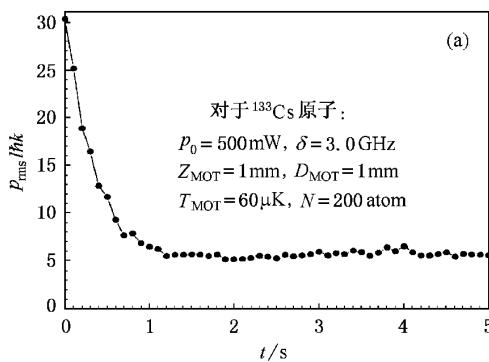


图 2 蒙特卡罗模拟结果 (a) 三维平衡均方根动量 (b) 200 个¹³³Cs 原子的平均 X 和 Z 位置

4 ¹³³Cs原子的Ar⁺中空光束GOT和Raman冷却

在PHB GOT中的¹³³Cs原子样品达到其三维平衡温度后,我们可以通过挡住PHB和RPB使得冷原子仅仅装载于蓝失谐的Ar⁺中空激光束GOT(CHB GOT)中。图3给出了¹³³Cs原子在Ar⁺中空光束中的囚禁势。当 $\delta = 2.468 \times 10^5$ GHz, $P_0 = 20$ W(30 W), $\theta = 30^\circ$, $Z = Z_{\text{MOT}} = 0.13$ mm时,最大的囚禁势 $U_{1\text{max}} \approx U_{2\text{max}} \geq 70 \mu\text{K}$ (105 μK),这远高于GOT的平衡温度 $T_{\text{GOT}} = 1.8 \mu\text{K}$ 和¹³³Cs原子的重力势 $mgz/k_B = 20.4 \mu\text{K}$ 。由此可见,功率为20 W以上的蓝失谐Ar⁺中空光束足以囚禁GOT中的几乎所有冷原子。由于Ar⁺激光相对于¹³³Cs原子共振频率的蓝失谐量($\delta = 2.448 \times 10^5$ GHz)远大于波长为 $\lambda = 0.852 \mu\text{m}$ 半导体激光所能达到的最大失谐量,因而其自发辐射速率仅为 10^{-3} — 10^{-4} s⁻¹,这为具有相同激光参数的红失谐高斯光束囚禁中原子的自发辐射速率的1/300左右^[10]。因此,蓝失谐Ar⁺中空光束对于光学囚禁BEC的探索是非常有利和合乎需要的。

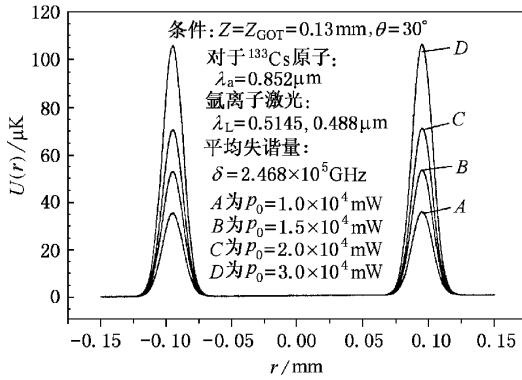


图3 ¹³³Cs原子在Ar⁺中空光束中的囚禁势

在冷原子被从PHB GOT装载到Ar⁺中空光束GOT后,我们可以采用Raman冷却(或VSCPT)技术进一步冷却¹³³Cs原子样品,相应的冷却方案如图4所示。考虑到¹³³Cs原子具有相当大的两体非弹性碰撞和三体复合速率系数,在形成BEC时,其原子密度不能太高,估计 10^{11} atom/cm³量级较为适合,于是这就要求Raman冷却(或VSCPT)¹³³Cs原子样品的温度约达到10 nK(约为 $T_R/20$)。显然,这个要求是可以实现的,因为目前Raman冷却¹³³Cs原

子的最低温度已达到 $T_R/70$ (约为3 nK)^[11],而VSCPT冷却原子的最低温度已达到 $T_R/22$ (<10 nK)^[12]。

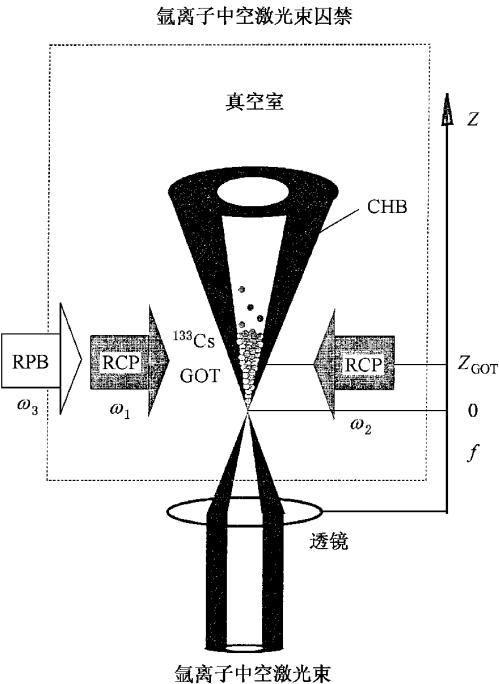


图4 氖离子圆锥形中空光束重力光学囚禁中铯原子的喇曼冷却方案图中 GOT 为重力光学囚禁, CHB 为圆锥形中空光束, RPB 为再抽运光束, RCP 为喇曼冷却脉冲光束

5 光学囚禁¹³³Cs原子BEC的可能性

在Raman冷却的过程中,我们可以通过向下移动蓝失谐covering光束进一步压缩超冷的¹³³Cs原子云,如图5所示。这里covering光束是一个长轴为 $2a = 1100 \mu\text{m}$ 和短轴为 $2b = 15 \mu\text{m}$ 的椭圆激光束,可以从Ar⁺激光中分束得到功率为1~3 W的一部分经柱透镜变换得到^[10,13]。

当¹³³Cs原子样品的温度约达到10 nK时,产生位相跃迁的原子密度可由下式估计:

$$n_{\text{BEC}} = 2.612 \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \approx 2 \times 10^{11} \text{ atom/cm}^3. \quad (7)$$

如果在CHB GOT中超冷¹³³Cs原子云的高度被压缩至 $Z_{\text{CB}} = 20 \mu\text{m}$,则没有考虑任何原子碰撞损耗的原子密度 n_0 随囚禁角 θ 的变化如图6所示。由图6可以看出:1)在Ar⁺激光囚禁中,我们可以得到非常高的无损耗原子密度,而且该原子密度可以通过改变透镜的焦距 f (也即囚禁角 θ)来加以调

光束囚禁的铯原子 BEC

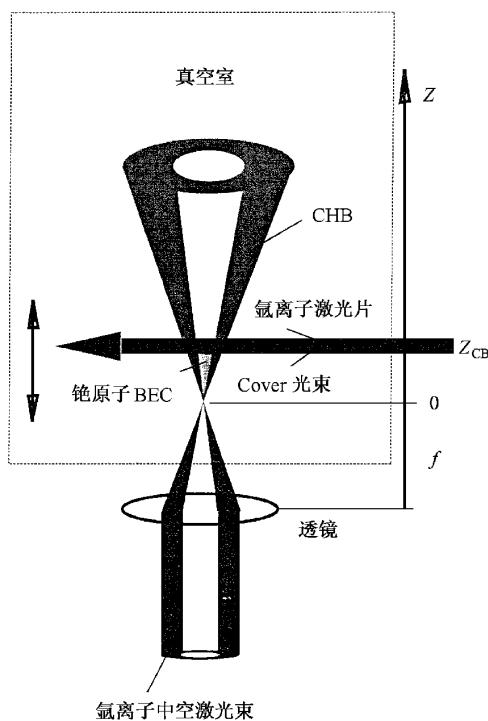


图 5 氪离子圆锥形中空光束(CHB)重力光学囚禁中超冷铯原子云的绝热压缩方案

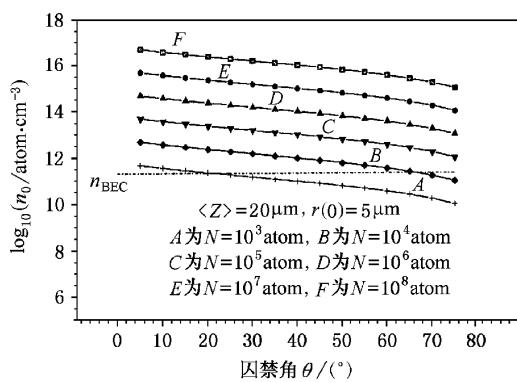


图 6 氪离子中空光束重力光学囚禁中铯原子的无损耗密度与囚禁角的关系

节.当然,改变 covering 光束的上下位置,也可方便地调节原子密度,2)为了达到 BEC 原子密度,囚禁原子数应 $N \geq 10^3$ atom.

在我们的 Ar^+ 中空光束囚禁中,由于磁场 B 近似为 0(或仅有 0.5 G 的地磁场),由自旋偶极弛豫产生的两体非弹性碰撞损耗可忽略($G = 0$).此外,当蒸汽室中的真空度优于 $133.322 \times 10^{-11} \text{ Pa}$ 时,两个基态原子间的 hyperfine changing 碰撞($\beta \approx 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$)损耗和背景热原子的碰撞损耗等均可忽略,

于是三个基态原子间的三体复合效应将成为一个主要的损耗机理(由于 Ar^+ 中空光束的失谐量约为 10^5 GHz ,其两个基态原子与一个光子间的光子协助的三体复合效应也可忽略).于是在 Ar^+ CHB GOT 中,总的损耗速率可由下式估计:

$$\gamma_{\text{HBT}} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dt} \approx L n^2, \quad (8)$$

式中 L 为三体复合速率系数.对于 ^{133}Cs 原子, $L = 1.5 \times 10^{-25} \text{ cm}^6/\text{s}^6$.当 $N = 10^4$ atom, $Z_{\text{CB}} = 20 \mu\text{m}$, $n = 2.3 \times 10^{11} - 4.6 \times 10^{12} \text{ atom/cm}^3$,且 $n > n_{\text{BEC}} = 2 \times 10^{11} \text{ atom/cm}^3$ ($T = 10 \text{ nK}$)时总的损耗速率 γ_{HBT} 和相应的观测时间 $\tau_{\text{obs}} \approx 1/\gamma_{\text{HBT}}$ 与囚禁角 θ 的关系如图 7 所示.

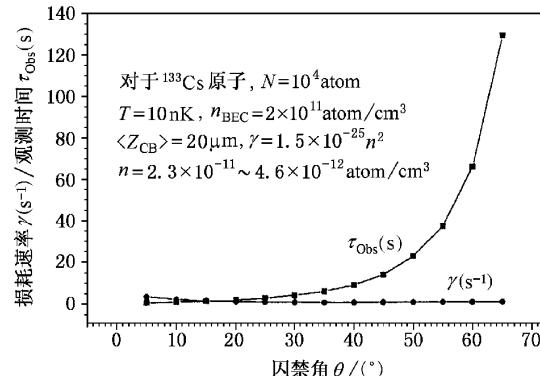


图 7 氪离子中空光束重力光学囚禁中铯原子的损耗速率或观测时间与囚禁角的关系

由图 7 可以看出,当囚禁角 $\theta = 15^\circ - 60^\circ$, $N \geq 10^4$ 原子时,总的损耗速率 $\gamma_{\text{HBT}} = 1.0 - 0.008 \text{ s}^{-1}$,相应的观测时间 $\tau_{\text{obs}} = 1 - 128 \text{ s}$.由于通常制备并观测一个 BEC 的时间为 10—30 s,故上述长达 120 s 的观测时间已足以制备并观测一个光学囚禁的 ^{133}Cs 原子 BEC,而且 120 s 的时间也足以完成一个从初始原子温度为 $2 \mu\text{K}$ 到约为 10 nK 的 Raman 冷却(或 VSCPT)过程.此外,若以装载原子数 N 的 $1/10$ 估计,相应的 ^{133}Cs 原子的凝聚数约为 10^3 量级,这与一个同样具有负散射长度的亚稳态 ^7Li 原子 BEC 所观测到的凝聚原子数(约为 1000 atom)基本相符.因此,在我们的全光型激光冷却与 HLB GOT 方案中,实现一个光学囚禁的 ^{133}Cs 原子 BEC 看来是可能的.

6 结语

本文我们提出并理论探讨了一个全光型冷却与

囚禁¹³³Cs原子 BEC 的方案 ,并得到了如下几点重要结论 :

1) Monte-Carlo 模拟的结果表明在 PHB GOT 中 ,中空光束感应的 Sisyphus 冷却和再抽运光感应的几何冷却是非常有效的 ,可直接将¹³³Cs 原子 MOT 的温度(约为 60 μ K)直接冷却到 2 μ K 左右 ,而不需要偏振梯度冷却的协助 ;

2) 在功率为 20—30 W 的 Ar^+ GOT 中 ,囚禁¹³³Cs 原子的光学势高达 70—100 μ K ,足以收集与囚禁 PHB GOT 中几乎所有的温度约为 2 μ K 的冷原子 ,而且原子的自发辐射速率低于 0.001 s^{-1} ,因此 ,这样的 Ar^+ 中空光束囚禁对于探索一个光学囚禁的 BEC 是非常有利和合乎需要的 ;

3) 通过应用 Raman 冷却(或 VSCPT 技术) ,可望获得一个温度约为 10 nK 的超冷¹³³Cs 原子样品 ,在 Ar^+ 激光囚禁中 , $N = 10^4$ atom ,且 $n > n_{\text{BEC}}$ 时 ,总的损耗速率 $\gamma_{\text{HBT}} = 1—0.008 \text{ s}^{-1}$,相应的观测时间 $\tau_{\text{obs}} = 1—120 \text{ s}$,由此看来一个光学囚禁的¹³³Cs 原子 BEC 是可能的 .

此外 ,到目前为止 ,所有的 BEC 都是在磁囚禁中通过射频蒸发冷却而实现的 ,相应的凝聚原子数仅为 $10^3—10^6$ atom ,仅为初始装载原子数($10^7—10^{10}$ atom)的万分之一(10^{-4} 量级) ,因而使得连续原子激光输出的持续时间仅为 100 ms^[14] . 由于制备一个 BEC 通常需要 10—30 s 的时间 ,故为了实现一个真正连续的原子激光输出 ,人们首先必须产生一个具有 $10^8—10^9$ 个凝聚原子数的 BEC . 显然 ,采用

蒸发冷却是无法实现这一目标的 . 然后 ,采用 Raman 冷却(或 VSCPT)技术的光学囚禁 BEC 可以实现一个真正连续的原子激光输出 .

最后 ,由于¹³³Cs 原子的散射长度是负的(类似于⁷Li 和⁸⁵Rb) ,故对于¹³³Cs 原子只能产生凝聚原子数相当有限(约为 10₃ 量级)的亚稳定 BEC . 因此 ,为了产生一个凝聚数相当多的 Cs 原子 BEC ,Gibble 等^[2]建议采用同位素¹³⁵Cs 原子作为 Cs 原子 BEC 的研究对象 ,因为¹³⁵Cs 原子的散射长度是正的 ,对于 $|F = m_F = 4$ 态 ,其单重和三重散射长度分别为

$$a_s \approx 5000a_0, a_T = a_{44} \approx 138a_0, \quad (9)$$

而对于 $|F = 3, m_F = -3$ 态 ,其散射长度几乎是一个常量(与磁场 B 无关) ,且有^[2]

$$a_{33} \approx 163a_0, \quad (10)$$

相应的自旋偶极弛豫引起的两体非弹性碰撞速率系数($B < 5 \text{ G}$) $G_{33} \leq 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$,与²³Na 和⁸⁷Rb 的速率系数相当 ,其射频蒸发冷却的温度可望达到 0.1 nK . 此外 ,人们也可以首先采用 Feshbach 共振技术把¹³³Cs 原子的负散射长度改变为正的散射长度 ,然后实现¹³³Cs 原子的 BEC ,就像制备具有负散射长度的⁸⁵Rb 原子 BEC 一样^[15] . 由此可见 ,若要制备一个凝聚原子数足够多的 ,并且稳定的 Cs 原子 BEC ,看来拟采用¹³⁵Cs 原子作为制备样品 ,或采用 Feshbach 共振技术来改变¹³³Cs 原子的散射长度 .

本课题得到苏州大学 211 专项基金(批准号 XB10832 资助 .

- [1] M. H. Anderson , J. R. Ensher , M. R. Matthews , C. E. Wieman , E. A. Cornell , *Science* , **269** (1995) , 198.
- [2] S. J. J. M. F. Kokkelman , B. J. Verhaar , K. Gibble , *Phys. Rev. Lett.* , **81** (1998) , 951.
- [3] M. Arndt , M. Ben Dahan , D. G-Odelin , M. W. Reynolds , J. Dalibard , *Phys. Rev. Lett.* , **79** (1997) , 625.
- [4] J. Soding , D. G-Odelin , P. Desbiolles , G. Ferrari , J. Dalibard , *Phys. Rev. Lett.* , **80** (1998) , 1869.
- [5] D. G-Odelin , J. Soding , P. Desbiolles , J. Dalibard *Opt. Express.* , **2** (1998) , 323.
- [6] D. G-Odelin , J. Soding , P. Desbiolles , J. Dalibard , *Europhys. Lett.* , **44** (1998) , 25.
- [7] S. Inouge *et al.* , *Nature* , **392** (1998) , 151 ; J. L. Roberts *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* , **85** (2000) , 728.
- [8] J. P. Yin , Y. F. Zhu , Y. Z. Wang , *Phys. Rev.* , **A57** (1998) , 1957.
- [9] J. P. Yin , Y. F. Zhu , Y. Z. Wang , *Phys. Lett.* , **A248** (1998) , 309.
- [10] N. Davidson , H. J. Lee , C. S. Adams , M. Kasevich , S. Chu , *Phys. Rev. Lett.* , **74** (1995) , 1311.
- [11] J. Reichel , F. Bardou , M. Ben Dahan , E. Peik , S. Rand , C. Salomon , C. Cohen-Tannoudji , *Phys. Rev. Lett.* , **75** (1995) , 4575.
- [12] J. Lawall , S. Kulin , B. Saubamea , N. Bigelow , M. Leduc , C. Cohen-Tannoudji , *Phys. Rev. Lett.* , **75** (1995) , 4194.
- [13] H. J. Lee , C. S. Adams , M. Kasevich , S. Chu , *Phys. Rev. Lett.* , **76** (1996) , 2658.
- [14] I. Bloch , T. W. Hansch , T. Esslinger , *Phys. Rev. Lett.* , **82** (1999) , 3008.
- [15] S. L. Cornish , N. R. Claussen , J. L. Roberts , E. A. Cornell , C. E. Wieman , *Phys. Rev. Lett.* , **85** (2000) , 1795.

POSSIBILITY OF ALL OPTICALLY-COOLED AND TRAPPED ^{133}Cs ATOMIC BEC*

YIN JIAN-PING GAO WEI-JIAN LIU NAN-CHUN

(Department of Physics , Suzhou University , Suzhou 215006 , China)

WANG YI-QIU

(Department of Electronics , Peking University , Beijing 100871 , China)

(Received 17 June 2000 ; revised manuscript received 15 December 2000)

ABSTRACT

The experimental progress on rf evaporative cooling of ^{133}Cs atomic sample in recent year is reviewed , and the difficulty of magnetically trapped ^{133}Cs atomic Bose-Einstein condensation (BEC) is analyzed. In this paper , we propose an all-optically-cooled and -trapped ^{133}Cs BEC scheme , which is composed of a pyramidal-hollow-beam gravito-optical trap (PHB GOT) from a diode laser($\lambda = 0.852 \mu\text{m}$) and a conical-hollow-beam(CHB) GOT from an Ar^+ laser($\bar{\lambda} = 0.5013 \mu\text{m}$). In the PHB GOT , the cold atoms experience an efficient hollow-beam induced Sisyphus cooling (i. e. , intensity gradient cooling) and repumping-beam induced geometric cooling , and they will be cooled to a few photon-recoil limits ($\sim 2 \mu\text{K}$) from MOT 's temperature($\sim 60 \mu\text{K}$). Whereas in the Ar^+ hollow-laser-beam trap , cold atoms will be further cooled by Raman cooling (or velocity-selection coherent population trapping) and compressed by a blue-detuned covering beam. We have performed Monte-Carlo simulations for PHB cooling process , calculated the optical potential for ^{133}Cs atoms in Ar^+ hollow laser beam , and estimated total collision loss and atomic density. Our study shows that the realization of an optically-cooled and -trapped BEC of ^{133}Cs atoms may be possible in our all-optical dipole trap.

Keywords : pyramidal-hollow-beam gravito-optical trap , intensity gradient cooling , Ar^+ hollow-beam trap , Raman cooling , ^{133}Cs atomic BEC

PACC : 3280P , 3380P , 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69878019) , by the Natural Science Foundation of Jiangsu Province , China (Grant No. DK97139) and by the Education Department of Jiangsu Province , China.