

# 原子光学讲座

## 第二讲 量子原子光学\*

王正岭 印建平†

(华东师范大学物理系 光谱学与波谱学教育部重点实验室 上海 200062)

**摘 要** 近年来,有关玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)及其量子光学性质的理论与实验研究得到了飞速发展,并取得了一系列重大进展,从而形成了一门原子光学的新分支学科——“量子原子光学”。文章重点介绍了量子原子光学的研究内容、实验结果及其最新进展,主要包括 BEC 实验研究的重大进展、原子量子态的实验制备、原子激光的产生及其最新进展、BEC 凝聚体或原子激光的相干性和费米原子气体的量子简并等。

**关键词** 量子原子光学,玻色-爱因斯坦凝聚,原子激光,原子量子态,量子相干性,费米量子简并

### Atom optics II —— quantum atom optics

WANG Zheng-Ling YIN Jian-Ping†

(Key Laboratory of Optical and Magnetic Resonance Spectroscopy, Department of physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

**Abstract** In recent years the fast development of theoretical and experimental research on Bose-Einstein Condensation (BEC) and its quantum optics properties has made a series of breakthroughs, and a new branch of atom optics, "quantum atom optics", has been created. What is meant by quantum atom optics, and recent experimental progress are introduced in some detail, covering the major advances in BEC experiments, the preparation of atom quantum states, the generation of atom lasers, quantum coherence in BEC and atom lasers, the quantum degeneracy of Fermi atoms, and so on.

**Keywords** quantum atom optics, Bose-Einstein condensation, atom laser, atomic quantum states, quantum coherence, Fermi quantum degeneracy

## 1 引言

众所周知,量子光学是一门研究光场量子统计特性以及采用全量子理论研究光与物质相互作用的学科,主要包括光场相干性的量子理论、光场的非经典性质、光场量子噪声压缩、光子统计性质以及光与物质相互作用产生的量子物理现象等。类似地,量子原子光学是一门研究玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)体量子统计特性以及采用全量子理论研究玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)原子与电场、磁场和光场等物质相互作用的新兴分支学科,主要包括原子气体中 BEC 的实现、原子量子态的制备、原子激光的输出及其相干性、费米原子的量子简并和玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)凝聚体与物质相互作用产生的量子光学效应等。

类似地,自从 1995 年 Cornell 小组<sup>[1]</sup>和 Ketterle

小组<sup>[2]</sup>分别实现了第一个<sup>87</sup>Rb 和<sup>23</sup>Na 原子 BEC 以来,有关 BEC 的实验制备、原子激光的产生及其量子光学性质的研究已取得了一系列重大的实验进展和丰硕成果。特别是最近<sup>133</sup>Cs 原子 BEC 的实现、具有 2 个价电子的稀土<sup>174</sup>Yb 原子 BEC 的实现、全光型原子激光的产生、纯量子<sup>133</sup>Cs 分子气体的产生、全光型<sup>6</sup>Li<sub>2</sub> 和<sup>40</sup>K<sub>2</sub> 分子 BEC 的实现等重大实验进展,导致了一个原子光学的新兴分支学科——量子原子光学的诞生及其快速发展。本文将就原子气体 BEC 的实验研究及其最新进展、原子量子态的实验制备、原子激光的产生及其量子相干性等的研究成果及其重要进展作一系统综述,并就费米原子气体

\* 国家自然科学基金(批准号:10174050,10374029,10434060),江苏省教育厅新世纪学术带头人培养基金,上海市重点学科及教育部 211 专项基金资助项目

2004-10-12 收到初稿 2005-03-01 修回

† 通讯联系人。Email: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

表 1 目前国际上实现原子/分子 BEC 的实验概况\*

	美国	德国	法国	新西兰	英国	日本	意大利	荷兰	以色列	澳大利亚	中国	奥地利	瑞士
	1995	1997	1998	1998	1998	1998	1999	1999	2001	2001	2002	2002	2002
Rb 1995	12	8	3	1	4	5	2	1	1	2	3	1	1
Na 1995	3							1					
Li 1995/1997	1		1										
H 1998	1												
He 2001			2					1					
K 2001							1						
Cs 2002												1	
Yb 2003						1							
<sup>6</sup> Li <sub>2</sub> 2003	2		1									1	
<sup>10</sup> K <sub>2</sub> 2003	1												

\*(1) 国家名称下的年份表示某个国家实现第一个 BEC 的年份 (2) 元素或分子右边的年份表示实现某个元素或分子 BEC 的年份 (3) 表 1 的数据是根据网页 atom traps worldwide 统计的, 因而是一种不完全的统计, 包括了 2004 年 3 个小组实现的<sup>87</sup>Rb 原子 BEC

的量子简并实验作一简单介绍。

## 2 玻色 - 爱因斯坦凝聚的实验概况及其最新进展

自从 1924 年玻色和爱因斯坦预言玻色 - 爱因斯坦凝聚现象以来, 人们就 BEC 的实现及其量子统计性质进行了长期的深入系统的理论研究与实验探索, 并取得了一系列重大的实验进展. 截至 2004 年 12 月, 各国实现玻色 - 爱因斯坦凝聚的实验概况如表 1 所示. 特别值得指出的是 2002 年 4 月, 中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学开放实验室的王育竹院士小组, 采用射频蒸发冷却技术, 实现了我国第一个磁囚禁<sup>87</sup>Rb 原子的 BEC, 获得了  $10^4$  个凝聚原子<sup>[31]</sup>. 2004 年 4 月, 我国北京大学信息技术学院电子学系陈徐宗、王义道小组, 实现了我国大陆第二个<sup>87</sup>Rb 原子 BEC, 获得了  $\sim 5 \times 10^5$  凝聚原子数, 并观测到了多分量 BEC 的共存现象<sup>[41]</sup>.

自 1995 年美国 JILA 的 Cornell 小组首先观测到<sup>87</sup>Rb 原子 BEC 以来, 国际上已有 40 余个实验室采用各种冷却、囚禁与操控技术实现了 8 个元素的原子 BEC, 即具有正散射长度碱金属原子(<sup>87</sup>Rb, <sup>23</sup>Na) 的 BEC<sup>[1, 21]</sup>; 具有负散射长度碱金属原子(<sup>7</sup>Li, <sup>41</sup>K, <sup>85</sup>Rb, <sup>133</sup>Cs) 的 BEC<sup>[5-8]</sup>; 自旋极化<sup>1</sup>H 原子<sup>[9]</sup>, 亚稳态<sup>4</sup>He 原子<sup>[10, 11]</sup> 和具有 2 个价电子的<sup>174</sup>Yb 稀土原子的 BEC<sup>[12]</sup>. 最近, <sup>40</sup>K<sub>2</sub> 和<sup>6</sup>Li<sub>2</sub> 分子 BEC 也被相继实现<sup>[13-15]</sup>. 此外, 实现 BEC 的实验方

案可分为全磁型 BEC, 全光型 BEC<sup>[8, 12, 16, 17]</sup>, 双阱 BEC<sup>[18]</sup>, 微阱 BEC<sup>[19, 20]</sup>, 双样品 BEC<sup>[21]</sup> 和低维 BEC<sup>[22]</sup> 等. 有关 BEC 的研究历史, 形成条件及其关键实验技术可参阅有关综述文章<sup>[23-26]</sup>, 这里不再复述. 有关原子和分子气体中的 BEC 实验及其最新进展<sup>[27-29]</sup>, 由于篇幅关系, 将另文详细介绍.

## 3 原子量子态的制备

近年来, 随着 BEC 实验的成功, 有关原子 EPR 态<sup>[30]</sup>、自旋压缩态<sup>[31-33]</sup>、原子纠缠态<sup>[34-40]</sup> 等的理论与实验研究取得了重大进展. 由于篇幅关系, 这里仅介绍有关原子自旋压缩态<sup>[32]</sup> 和原子数压缩态<sup>[41]</sup> 的实验制备及其结果.

### 3.1 自旋压缩态的制备

2000 年, Bigelow 小组利用连续的量子无损测量(QND)技术实现了原子集体自旋态的压缩, 简称原子自旋压缩态<sup>[32]</sup>. 他们所用的实验装置如图 1 所示, 图中 D<sub>1</sub> 和 D<sub>2</sub> 代表两个光子探测器, SA 代表光谱分析仪.

设一束密度为  $\rho$ 、沿  $x$  方向自旋极化的原子束以速度  $v$  沿  $-x$  方向传输, 并通过一束沿  $z$  方向传播的离共振(off resonant)激光束. 为简便起见, 假定原子束和光束在  $y$  方向具有相同尺寸  $d$  的方形分布, 而沿  $z$  方向原子束的宽度为  $L$ . 进一步假定原子的自旋受到时间依赖的正弦磁场  $\hat{e}_y B \cos(\Omega t)$  调制, 则原子自旋的  $z$  分量为  $\hat{F}_z(t) = \cos[\phi(t)] \hat{F}_z^{(in)} +$

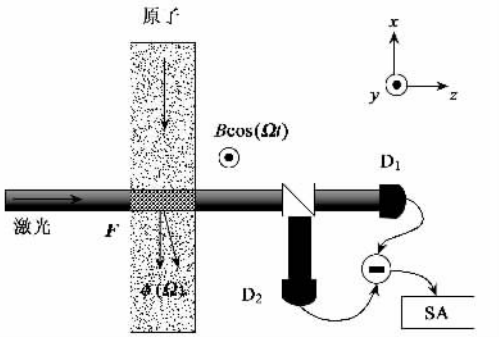


图1 原子自旋压缩态的产生及其量子无损测量的实验装置

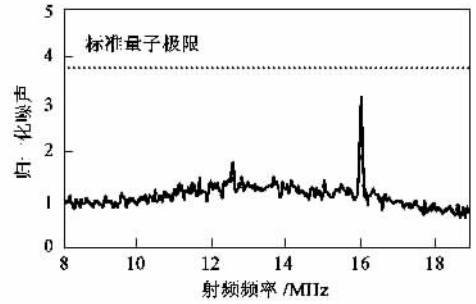


图2 归一化的原子自旋噪声压缩谱

$\sin[\phi(t)]\hat{F}_x^{(in)}(t)$ , 这里  $\hat{F}^{(in)}$  是入射的集体自旋,  $\phi(t) = \phi \sin(\Omega t)$ , 如果假定  $\phi = (\mu B) / (\hbar \Omega) \ll 1$ , 则  $\hat{F}_z(t)$  可近似为  $\hat{F}_z(t) \approx \hat{F}_z^{in}(t) + \phi \sin(\Omega t) \hat{F}^{(in)}_x(t)$ , 这里  $\mu$  为原子磁矩. 对于电子角动量为  $\hbar/2$  的原子, 离共振原子-光子相互作用中描述  $z$  方向自旋投影  $\hat{F}_z(t) = \sum \hat{F}_z^j$  测量的相互作用哈密顿量可表示为  $\sim \hat{s}_z(t) \hat{F}_z(t)$ , 而且这是 QND 型测量. 这里  $\hat{s}_z(t) = \frac{1}{2} [\hat{a}_v^+(t) \hat{a}_h(t) + \hat{a}_h^+(t) \hat{a}_v(t)]$  而  $\hat{a}_h(t)$  和  $\hat{a}_v(t)$  分别为垂直和水平偏振模式的湮灭和产生算符. 这一 QND 型相互作用导致探测光的偏振旋转, 其旋转量正比于  $\hat{F}_z(t)$  经过理论推导, 当不考虑光子的散粒噪声时, 原子自旋相位不确定度(也即归一化的原子自旋噪声)为

$$\delta\phi = \sqrt{\frac{(\Delta \hat{S}_y(\Omega))^2}{|d \hat{S}_y(\Omega)/dt|}} = \frac{2}{\sqrt{(F^{(i)})^i N}} \sqrt{\frac{\sin^2(\Omega\tau/2)}{(\Omega\tau)^2}}$$

式中  $F^{(i)}$  为第  $i$  个原子的自旋,  $N$  为通过相互作用区的总原子数,  $\tau = d/v$ . 因此, 通过测量探测光的偏振旋转谱  $\Delta \hat{S}_y(\Omega)^2$  即可获得原子自旋噪声谱, 而探测光的偏振旋转谱  $\Delta \hat{S}_y(\Omega)^2$  正比于频谱分析仪的输出. 当  $\Omega \ll 1/\tau$  (即低频)时, 原子自旋位相不确定度即为原子自旋噪声的标准量子极限 (SQL):  $\delta\phi_{SQL} = 1/\sqrt{F^{(i)} N}$ . 随着自旋转动频率  $\Omega$  的增加, 相位不确定度  $\delta\phi$  逐渐降低并低于标准量子极限 (SQL). 采用平衡零拍探测技术, 他们测量了原子自旋噪声的压缩谱, 实验结果如图 2 所示(图中 SQL 代表标准量子极限). 由图 2 可看出, 原子自旋噪声谱被压缩至 SQL 以下 70%, 获得了第一个高度压缩的原子自旋压缩态.

### 3.2 BEC 原子数压缩态的制备

2001 年, Kasevich 小组在光学晶格势中产生了 BEC 原子数的压缩态<sup>[41]</sup>. 在实验中, 他们首先采用射频蒸发冷却技术在时间轨道势磁阱 (TOP) 中实现了 <sup>87</sup>Rb 原子气体的 BEC, 接着减小时间轨道势 (TOP) 中的四极势成分, 同时在竖直方向上采用一维激光驻波场, 构成一个正弦光晶格势阱. BEC 原子通过自由膨胀并在重力场的作用下被装载进入光晶格势中, 形成一维 BEC 晶格, 通过增加激光强度的方法可以增加势阱深度, 以减小隧穿速率. 为了探测原子数压缩态, 可同时关掉 TOP 阱中的四极阱和光晶格势, 让晶格中的 BEC 原子自由下落, 在下落过程中, 原子产生干涉, 干涉的原子分布可用吸收成像法观察, 也即通过原子物质波干涉条纹对比度的观测, 可以获得 BEC 原子相位起伏的变化, 从而得到原子数压缩谱的信息.

设光学晶格势中的原子数为  $N$ , 每个晶格中原子数变化  $\Delta n$  与相位变化  $\Delta\phi$  成反比, 即  $\Delta\phi \propto 1/\Delta n$ . 当控制因子  $Ng\beta/\gamma \geq 1$  时,  $\Delta n \propto \frac{1}{\Delta\phi} \propto (Ng\beta/\gamma)^{-1/4}$ , 定义相位压缩因子  $s = \frac{(\Delta\phi)^2}{(\Delta\phi_0)^2}$ , 其中  $\Delta\phi_0$  为  $Ng\beta/\gamma \ll 1$  时的相位变化量, 也即散粒噪声极限. 这里  $g = 4\pi a_{sc} \hbar^2/m$  为平均场能量常数 ( $a_{sc}$  为  $s$  波散射长度),  $g\beta$  依赖于每个晶格中的原子数, 用于描述每个晶格中原子间相互作用引起的平均场能量,  $\gamma$  表示原子在相邻微光阱间的隧穿(原子在一个阱中产生, 则在另一个阱中湮灭). 因此, 当  $Ng\beta/\gamma \geq 1$  时, 有  $s \propto (Ng\beta/\gamma)^{1/2}$ . 相位压缩因子随  $Ng\beta/\gamma$  的演化如图 3 所示, 其中直线为理论值, 数据点为相应的实验结果. 结果表明, 随着  $Ng\beta/\gamma$  增大, 相位压缩因子逐渐变大(相位噪声膨胀), 相应的原子数起伏减小(振幅噪声压缩), 说明光阱中原子数起伏得到

了压缩. 此外, 实验结果还显示, 当  $N_g\beta/\gamma$  较大时 ( $10^5$  以上) 相位压缩因子  $s$  趋向饱和, 且当  $N_g\beta/\gamma \sim 10^5$  时, 相位压缩因子可达 25dB, 相当于相位起伏为 0.5rad, 而光阱中原子数起伏为  $\sigma_n \cong 1$  个原子, 这表明一维光学晶格中的 BEC 原子数处于深度振幅压缩态.

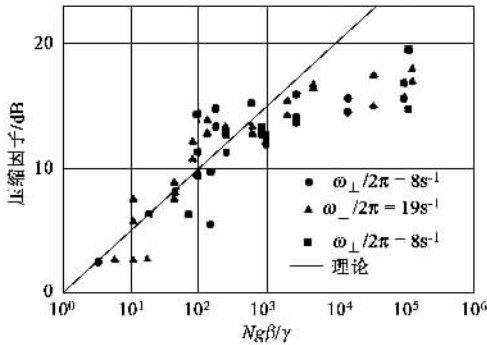


图 3 压缩因子随  $N_g\beta/\gamma$  的演化图

此外 2002 年, 德国 Max - Planck 量子光学研究所的 Hansch 小组, 利用一维光学晶格, 实现了 BEC 超冷原子气体中的量子相位从超流态到 Mott 绝缘态的转变<sup>[42]</sup>; 2003 年, Hansch 小组将 BEC 凝聚体囚禁在周期性光学晶格势中, 通过控制相邻原子间的相互作用, 并利用大量的并行操作, 实现了多原子系统的量子纠缠态及其一个量子门阵列<sup>[43]</sup>.

#### 4 原子激光的产生及其实验进展

理想的原子激光可以看作是一个具有固定强度和相位的经典波. 这样的原子激光装置应能在势阱中(腔内)连续产生 BEC 原子物质波的波包场模, 并能连续输出具有高方向性、高相干性、高单色性和高亮度的相干原子束<sup>[44]</sup>. 原子激光器实际上是一个相干放大的原子激光器, 类似于光子激光器的构造, 一个原子激光器也应由三部分组成: 囚禁原子的势阱相当于“谐振腔”, 势阱中的热原子相当于“增益介质”, 原子的蒸发冷却相当于“抽运源”. 由于 BEC 中的玻色原子处于同一量子态, 因此, 从原子阱中耦合输出的部分相干原子即为原子激光束.

1997 年, MIT 的 Ketterle 小组首先利用  $^{23}\text{Na}$  原子 BEC 实现了射频耦合输出的脉冲原子激光<sup>[45]</sup>. 在实验中, 他们利用射频共振脉冲将 BEC 凝聚体中的部分处于囚禁态的 Na 原子抽运到不受磁场束缚的非囚禁态, 并在重力场的作用下, 这些处于非囚禁态的相干 Na 原子将离开磁阱, 形成向下传播的液

滴状(脉冲)相干原子激光束, 如图 4(a)所示. 在 BEC 的耦合输出机理中, 重力是一个关键的因素, 而且这种液滴状的原子脉冲仅仅是原子激光的一种锥形, 其方向性较差, 但相干性较好, 可以观测到清晰的干涉条纹<sup>[46]</sup>.

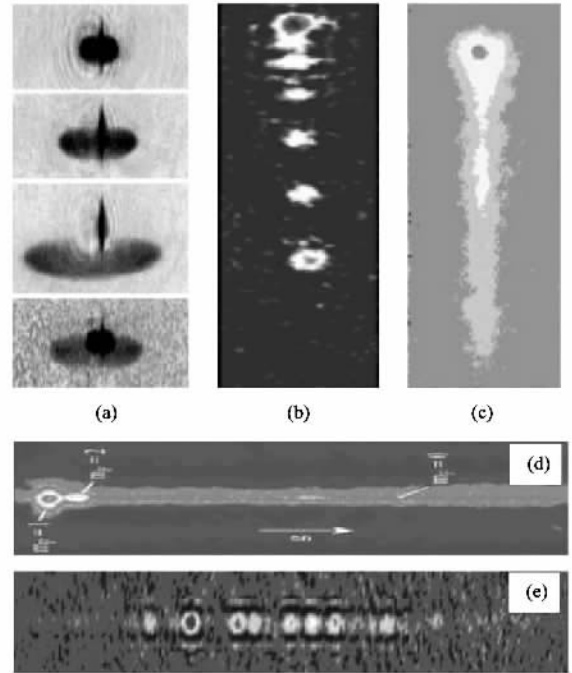


图 4 原子激光实验结果图

随后, 有关原子激光的研究取得了一系列重大的实验进展. 例如: 1998 年, Kasevich 等人利用 BEC 原子物质波在沿重力方向放置的一维驻波场中的隧穿干涉(也即交流约瑟夫森效应)实现了锁模原子激光的输出<sup>[47]</sup>, 如图 4(b)所示. 1999 年 3 月, Philips 小组采用受激拉曼跃迁实现了准连续  $^{23}\text{Na}$  原子激光的任意方向输出<sup>[48]</sup>, 如图 4(c)所示. 为了实现原子激光的连续输出, 1999 年, 德国 Max - Planck 量子研究所的 Hansch 小组<sup>[49]</sup>首先采用小型四极 Ioffe 磁阱(QUIP)制备一个  $^{87}\text{Rb}$  原子 BEC; 其次, 利用几 kHz 的弱射频场与 BEC 原子发生共振, 将相干原子抽运到非囚禁态, 以耦合输出 BEC 凝聚原子. 为了实现短时间(100ms)的连续原子激光输出, 他们将减小射频场的振幅, 并让原子激光沿重力方向向下输出, 其原子激光束的通量达到  $5 \times 10^6$  原子/s, 相应的亮度至少为  $2 \times 10^{24}$  原子  $\text{s}^2/\text{m}^5$ , 比利用 Zeeman-slower 技术产生的冷原子束的亮度高出 8 个数量级. 然而, 由于这一连续原子激光的输出时间仅为 0.1s, 而制备一个 BEC 则需要 10—20s, 上述所谓的“连续原子激光”实际上并不是真正的长时间

输出的连续原子激光,而是短时间输出的连续原子激光,如图4(d)所示.为了解决这一问题,人们仍在不断探索.例如,2002年,Ketterle等人利用光学镊子把新的玻色-爱因斯坦凝聚体周期性地补充到光学偶极阱中的主凝聚体中去,产生一个连续的玻色-爱因斯坦原子库<sup>[50]</sup>,为实现长时间连续的、准直的和全方位输出的原子激光奠定了技术基础.

2002年,Hulet小组首先利用磁场调谐的Feshbach共振技术将<sup>7</sup>Li原子的s波散射长度从负值调到正值,使得原子间的相互作用从吸引势调到排斥势,以便实现稳定的<sup>7</sup>Li原子BEC;然后,利用反向磁场调谐的Feshbach共振技术将BEC原子之间的相互作用势从排斥势调到吸引势,以便在准一维光阱中形成亮孤子串,从而利用光波导技术实现孤子原子激光的输出<sup>[51]</sup>,实验结果如图4(e)所示.2003年,Weitz小组首先利用单束聚焦的CO<sub>2</sub>激光阱及其光学势蒸发冷却技术,实现了全光型<sup>87</sup>Rb原子的BEC,然后通过继续降低CO<sub>2</sub>激光阱的光学势(即CO<sub>2</sub>激光的功率),实现了全光型<sup>87</sup>Rb原子激光的输出,其原子激光束的通量达到 $8.4 \times 10^5$ 原子/s<sup>[52]</sup>.2004年,Robins等人从理论和实验上研究了多态原子激光起伏与通量的关系,并发现多态原子激光束的经典起伏随原子激光通量的增加而增加<sup>[53,54]</sup>.最近,北京大学陈徐宗、王义道小组也实现了脉冲原子激光与多分量连续原子激光的输出<sup>[55,56]</sup>.

## 5 BEC凝聚体或原子激光的量子相干性及其实验测量

BEC凝聚体(或原子激光束)与冷原子样品(或冷原子束)相比具有更高的时间和空间相干性.近年来,人们开展了BEC凝聚体或原子激光相干性的理论和实验研究,并取得了重要的进展<sup>[57,58]</sup>.

### 5.1 空间相干性的实验测量与研究

2000年,Hansch小组采用传统的双缝干涉实验装置,就弱相互作用的玻色<sup>87</sup>Rb原子激光的空间相干性进行了实验测量与研究<sup>[57,58]</sup>.在实验中,他们利用两个频率为 $\omega$ 和 $\omega'$ 的射频场将磁阱中囚禁在 $m_F = -1$ 态的原子抽运至非囚禁的 $m_F = 0$ 态,这样在重力场的作用下,跃迁能量为 $\hbar\omega$ 和 $\hbar\omega'$ 的两原子物质波从磁阱中发射出来,相当于从空间分开的双缝出射的物质波(二束脉冲原子激光),在磁阱下方,由于自由膨胀而形成干涉条纹,其干涉图样如图5所示.图5(a)为BEC相变跃迁温度(即临界温度)之下的实验结果,发现原子激光的空间均匀位相导致了高对比度的干涉条纹,这表示原子激光具有较高的空间相干性;图5(b)为原子温度增加至BEC临界温度时的实验结果,其干涉条纹的对比度明显减小,这表明随着温度的增加,原子激光的空间相干性减弱;图5(c)为高于BEC临界温度时的实验结果,这表明在BEC临界温度之上,干涉条纹(即空间相干性)完全消失.

Hansch等人就输出BEC凝聚体(即原子激光)的空间相关函数(条纹对比度)与原子温度的关系进行了实验研究,结果如图6所示.由图6可以看出,对于温度为450 nK和290 nK的超冷原子气体

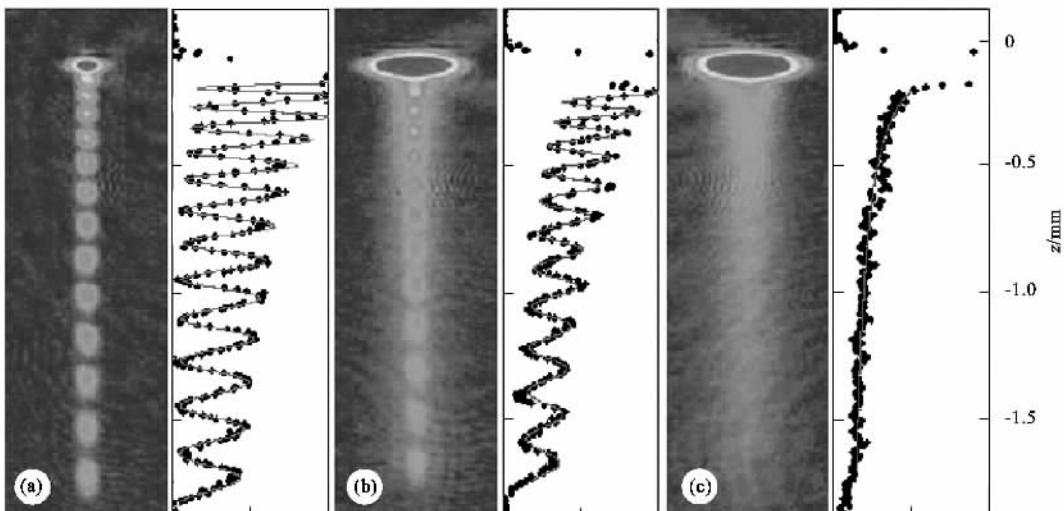


图5 物质波在空间的干涉图样

(也即在 BEC 转变温度之上), 关联函数随着传播距离很快衰减, 这表示超冷原子的空间相干性很差, 而在 BEC 转变温度之下( 即当  $T = 310 \text{ nK}$  和  $250 \text{ nK}$  ), 关联函数缓慢衰减逐渐趋向平稳, 这表明原子激光具有长距离的相位相干性. 此外, Phillips 小组采用驻波位相光栅的物质波衍射技术, 实验测量并研究了 BEC 凝聚体的空间相干性, 观测到对比度高达 0.8 的干涉条纹<sup>[59, 60]</sup>.

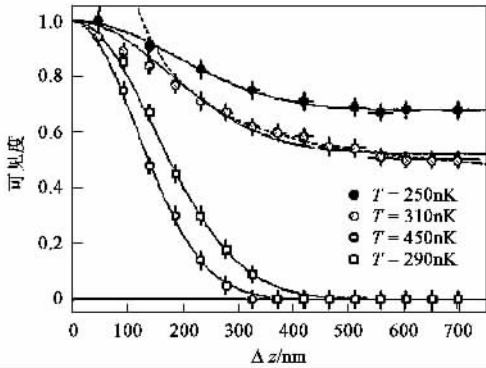


图 6 可见度示意图

### 5.2 时间相干性的实验测量与研究

2001 年 Hansch 小组提出了一种通过测量物质波驻波场条纹对比度来研究原子激光束时间相干性的方法<sup>[61, 62]</sup>. 物质波驻波场是由一束原子激光束通过势垒反射后与入射原子束之间的干涉而成. 由于物质驻波场的空间结构无法采用光学方法观测, 故他们采用以铷原子不同 Zeeman 子能级间的射频谱为基础的一维磁共振成像方法来探测物质波驻波场的空间结构. 实验结果如图 7 所示. 实验中测得原子激光在不同耦合输出时间间隔内的物质波驻波花样的 ( $\sigma^+$  偏振) 射频谱, 观测到的干涉花样直接显示了原子激光波包的时间相位相干性, 且当原子激光耦合输出过程的时间增加时, 观察到的干涉花样对比度增加. 当原子激光耦合输出时间间隔为 1.5ms 时, 他们得到原子激光束的线宽约为 700Hz, 这是 BEC 凝聚体时间相位波动的一个上限, 这比 BEC 中原子的 2kHz 平均场能量低很多, 并远小于由于重力场作用而从 BEC 凝聚体中耦合输出原子激光获得的 15kHz 的能量跨度. 研究表明: 在耦合输出过程中, 凝聚体原子的相位波动在测量时间尺度上可忽略不计, 即在原子激光的耦合输出过程中, BEC 原子的时间相干性保持不变.

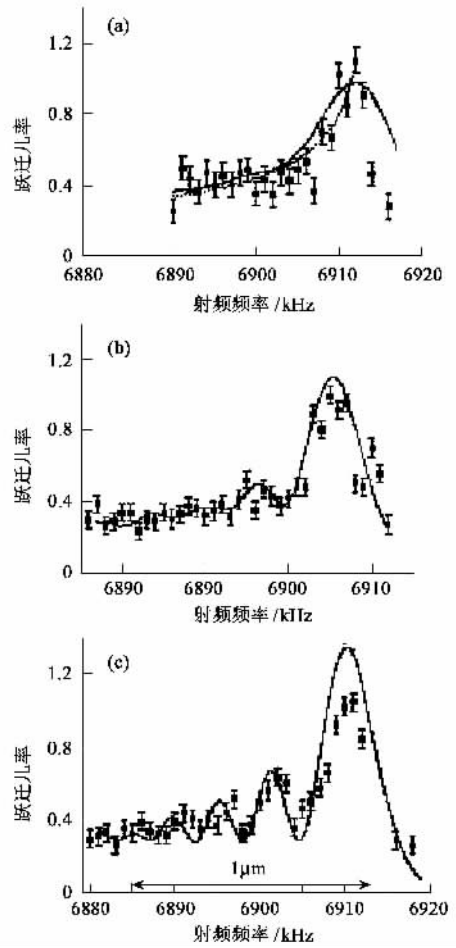


图 7 不同耦合输出时间间隔 ( a )  $200 \mu\text{s}$  ( b )  $410 \mu\text{s}$ ; ( c )  $1.5 \text{ms}$  的射频谱

## 6 费米原子气体的量子简并及相关实验研究

近年来, 人们采用各种冷却与囚禁技术实现了费米原子气体的量子简并, 还实现了由费米原子构成的玻色分子的 BEC 和费米原子对的凝聚等, 现分别简单介绍如下:

### 6.1 费米原子量子简并的实现

众所周知, 具有半整数自旋的粒子成为费米子, 如电子、质子、中子和费米原子或分子等, 它们服从费米-狄拉克量子统计. 费米量子简并现象在自然界中普遍存在. 然而, 由于费米原子间存在着较强的相互作用, 在实验上一般难以实现费米原子气体的量子简并. 随着激光冷却和囚禁技术的快速发展以及玻色原子量子简并(即 BEC)的实现, 使费米原子量子简并的实现成为可能. 由于泡利不相容原理, 同

态费米原子不能同时处于相同的量子态,因此费米原子间难以产生有效的弹性碰撞,从而使得同态费米原子的蒸发冷却速率很低,甚至无效<sup>[63]</sup>.为了解决这一问题,1999年Jin小组利用二个自旋分量的费米原子获得了有效的蒸发冷却,从而实现了费米<sup>40</sup>K原子气体的量子简并<sup>[64]</sup>.在实验中,他们首先利用磁光囚禁技术在低真空室中制备第一个费米<sup>40</sup>K原子磁光阱(magneto-optical,MOT),接着利用一激光脉冲把冷原子推到高真空室中的第二个MOT,并利用磁光囚禁技术将冷原子冷却到 $150\mu\text{K}$ ,然后再将冷原子装入IP(Ioffe-Pritchard)磁阱.由于自旋偏振相同的费米原子间不发生弹性碰撞,当蒸发冷却至 $100\mu\text{K}$ 时,蒸发冷却效率极低,原子温度无法继续下降.然而,两种不同自旋态间的费米原子不受泡利不相容原理的限制,可发生有效的弹性碰撞.因此,他们将费米<sup>40</sup>K原子制备在二个自旋态: $|F=9/2, m_F=9/2\rangle$ 和 $|F=9/2, m_F=7/2\rangle$ ,采用蒸发冷却技术继续冷却双分量费米原子.当原子温度冷却到 $300\text{nK}$ 时,他们发现最低能级上的原子数从零增至近60%,费米原子的量子简并出现了.此外,他们还观测了一个非经典的动量分布,发现费米原子的总能量大于经典期望值,这一多余的能量是由于在低于 $T/T_F$ 时泡利不相容原理促使原子填充到二次囚禁势的较高运动态所致.甚至当温度接近 $0\text{K}$ 时,理想费米气体中的一个原子仍然具有能量 $3k_B T_F/4$ .的确,在最低的 $T/T_F=0.5$ 处,他们测量到的能量仅是 $T=0$ 时极限的2.2倍.

在同时囚禁与冷却两种不同自旋态的费米原子时,人们发现当进入有效的量子简并区域后,蒸发冷却效率逐渐降低,这是因为可占用量子态的逐渐减少,出现了热动力学碰撞的冻结,这个过程称为泡利冻结.为了克服这个缺点,Hulet小组利用玻色子<sup>6</sup>Li与费米子<sup>6</sup>Li的混合原子气体间的弹性碰撞实现有效的蒸发冷却,使它们同时进入量子简并<sup>[65]</sup>.在实验中,他们利用费米<sup>6</sup>Li原子和已蒸发冷却的玻色<sup>7</sup>Li原子混合,由于它们之间的热动力学弹性碰撞而使费米原子<sup>6</sup>Li冷却到 $0.25T_F$ ( $T_F$ 是费米温度),从而实现了费米<sup>6</sup>Li原子的量子简并.2002年,Thomas等人提出了一种采用 $\text{CO}_2$ 激光阱及其光学势蒸发冷却技术实现费米<sup>6</sup>Li原子量子简并的全光学方法<sup>[66]</sup>.首先,他们利用磁光囚禁技术将费米<sup>6</sup>Li原子预冷至 $150\mu\text{K}$ ,然后装载进入稳定的单束聚焦的 $\text{CO}_2$ 激光阱,通过降低 $\text{CO}_2$ 激光功率,实现了费米<sup>6</sup>Li原子的光学势蒸发冷却,使原子温度降至 $4\mu\text{K}$

以下(即费米温度 $T_F=8\mu\text{K}$ 的一半),从而实现了 $10^5$ 个费米<sup>6</sup>Li原子的量子简并,实验结果如图8所示.由图8可看出,当蒸发冷却时间为60s,且 $T/T_F=0.48$ 时,几乎所有原子的速度均小于费米速度 $v_F=14\text{cm/s}$ ,这表明,几乎所有的<sup>6</sup>Li原子均处于费米量子简并状态.

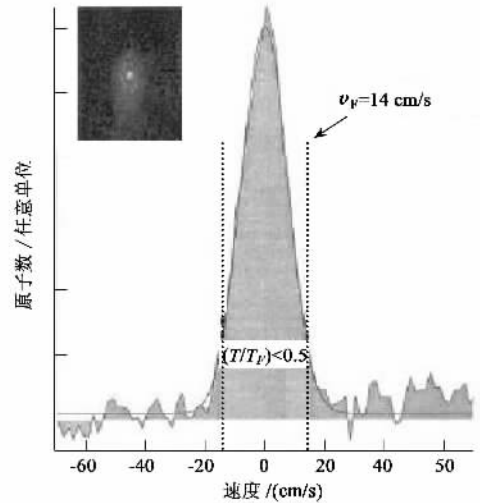


图8 费米量子简并原子随速度分布图

## 6.2 分子BEC的实现

我们知道,当两个自由原子与准束缚分子态的能量一致时,将发生Feshbach共振,因此,在Feshbach共振附近,通过调节磁场强度,可有效地改变原子间的相互作用,从而实现原子散射长度的符号改变和大小调谐.近年来,人们采用全光学囚禁与冷却方法和Feshbach共振技术,实现了费米原子的量子简并及其超冷分子的产生,并在此基础上实现了全光型分子BEC.

2003年11月,Grimm小组<sup>[13]</sup>首先采用全光学冷却与囚禁技术实现<sup>6</sup>Li原子的费米量子简并;然后,通过聚焦YAG激光的光学势蒸发冷却和Feshbach共振技术,实现超冷<sup>6</sup>Li<sub>2</sub>分子;最后,通过进一步的光学势蒸发冷却,在YAG激光阱中实现了全光型<sup>6</sup>Li<sub>2</sub>分子的BEC,获得了 $10^5$ 凝聚分子,<sup>6</sup>Li<sub>2</sub>分子BEC的寿命约为20s.2003年12月,Ketterle小组采用类似的单束聚焦的YAG激光囚禁及其光学势蒸发冷却和Feshbach共振技术,也实现了全光型<sup>6</sup>Li<sub>2</sub>分子的BEC,获得了 $9 \times 10^5$ 个凝聚分子,跃迁温度为 $650\text{nK}$ ,<sup>6</sup>Li<sub>2</sub>分子BEC的寿命约为 $400\text{ms}$ <sup>[15]</sup>.同年11月,Jin小组首先采用全光学冷却与囚禁技术,实现了<sup>40</sup>K原子的费米量子简并,然后

通过单束聚焦 YAG 激光 ( $w = 15.5 \text{ mm}$ ) 的光学势蒸发冷却和 Feshbach 共振技术, 实现了超冷  $^{40}\text{K}_2$  分子; 最后, 通过进一步的光学势蒸发冷却, 在 YAG 激光阱中实现了全光型  $^{40}\text{K}_2$  分子的 BEC, 获得了  $2 \times 10^5$  凝聚分子, 实验结果如图 9 所示<sup>[14]</sup>. 其中图 9(a) 为共振吸收像, 图 9(b) 为分子云的一维光学密度分布. 实验结果表明, 在  $T = 0.06T_F$  情况下, 磁场在 10ms 内从 202.78G 扫描到 201.54G 时, 分子 BEC 出现了.

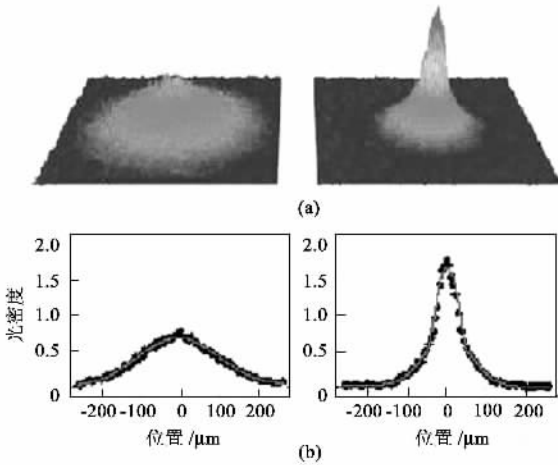


图 9  $^{40}\text{K}_2$  分子 BEC 的实验结果

### 6.3 费米原子对的凝聚

众所周知, 当将磁场调谐到 Feshbach 共振的 BEC ( $a > 0$ ) 一侧时, 原子能形成弱束缚的分子态, 其束缚能严重依赖于磁场和 Feshbach 共振的失谐量, 因而采用光学势蒸发冷却和 Feshbach 共振技术可实现分子 BEC. 而当磁场调谐到 Feshbach 共振的 BCS ( $a < 0$ ) 一侧时, 二个费米原子通过长程的偶极相互作用可形成费米原子对. 同样, 利用 Feshbach 共振技术, 可实现分子 BEC 到费米原子对的凝聚的演化. 因此, 在费米气体情况下, 分子 BEC 代表 BCS - BEC 交叉区的弱排斥作用一侧, 而费米原子对的凝聚(BCS)或等效的费米凝聚为 BCS - BEC 交叉区的强吸引作用的另一侧. 2004 年 1 月, Jin 小组首先采用全光学(蒸发)冷却与囚禁技术实现了  $^{40}\text{K}$  分子 BEC, 然后利用 Feshbach 共振技术控制原子相互作用, 实现了第一个费米原子对的凝聚, 获得了  $10^4$  个凝聚的费米原子对<sup>[67]</sup>.

2004 年 3 月, Ketterle 小组实现了  $^6\text{Li}$  原子的费米原子对凝聚体<sup>[68]</sup>. 他们首先在磁阱中利用  $^6\text{Li}$  费米原子和  $^{23}\text{Na}$  玻色原子间的协同冷却, 获得了

$3 \times 10^7$  个温度约为  $0.3T/T_F$  的简并  $^6\text{Li}$  原子. 接着, 利用光学囚禁与光学势蒸发冷却技术, 制备了  $3 \times 10^6$  个  $^6\text{Li}_2$  分子的 BEC. 此时磁场为 770G, 而 Feshbach 共振的磁场为  $822 \pm 3\text{G}$ . 然后, 在实验中, 适当增加光阱深度, 使磁场能在 500ms 内实现 650—1025G 的调谐, 从而实现  $^6\text{Li}$  费米原子对凝聚到  $^6\text{Li}_2$  分子的 BEC 的演化. 为了探测气体样品, 首先关掉光阱, 释放原子气体, 然后使磁场以  $30\text{G}/\mu\text{s}$  的初始速率从 900G 按指数规律迅速减小到零, 从而在零磁场处实现费米原子对到紧束缚分子的绝热转换, 这样探测分子的速度分布即可获得费米原子对的质心运动分布. 分子云的吸收成像如图 10 所示, 其中三个图的起始温度分别为  $T/T_F \approx 0.2, 0.1$  和  $0.05$ , 相应的分子数为  $2 \times 10^6$  个, 费米原子对的凝聚百分数分别为 0.0, 0.1 和 0.6. 图 10 中的实线为径向密度分布, 虚线为高斯拟合的热分布. 实验结果表明, 最大的费米原子对凝聚数约为  $10^6$  个, 相应的寿命约为 10s. 此外, Grimm 小组采用全光学的方法和 Feshbach 共振技术, 观测到了一个强相互作用费米气体中的  $^6\text{Li}$  原子对能隙<sup>[69]</sup>.

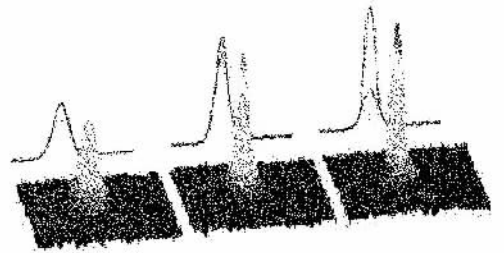


图 10  $^6\text{Li}$  费米原子对凝聚的实验结果

除了上述介绍的量子原子光学研究内容外, 还应包括 BEC 物质波场的量子崩塌与恢复<sup>[70, 71]</sup>和原子 - 分子物质波间的量子干涉<sup>[72]</sup>等内容. 此外, 自从 1995 年美国 JILA 的 Cornell 小组首先实现玻色  $^{87}\text{Rb}$  原子量子简并以来, 不仅有关凝聚体及其原子激光、量子相干性和费米原子量子简并等量子原子光学<sup>[73]</sup>的研究取得了一系列丰硕成果, 而且在超冷量子简并气体中超冷分子的产生<sup>[74-77]</sup>和费米原子量子简并中的超冷玻色分子<sup>[78-80]</sup>及其分子 BEC 的产生<sup>[81, 82]</sup>等应用方面也取得了一些重大的实验进展.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Anderson M H *et al.* Science, 1995, 269 : 198
- [ 2 ] Davis K B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 75 ( 22 ) : 3969



- [ 3 ] Wang Y Z *et al.* Chin. Phys. Lett. ,2003 ,20( 6 ) :799
- [ 4 ] Chen S *et al.* Chin. Phys. Lett. ,2004 ,21 :( in press )
- [ 5 ] Bradley C C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 ,78( 6 ) :985
- [ 6 ] Modugno G *et al.* Science ,2001 ,294 :1320
- [ 7 ] Cornish S L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85( 9 ) :1795
- [ 8 ] Weber T *et al.* Science ,2003 ,299 :232
- [ 9 ] Fried D G *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1998 ,81( 18 ) :3811
- [ 10 ] Santos F P D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86( 16 ) :3459
- [ 11 ] Santos F P D *et al.* Eur. Phys. J. 2002 ,D19 :103
- [ 12 ] Takasu Y *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91( 4 ) :040404-1
- [ 13 ] Greiner M *et al.* Nature ,2003 ,426 :537
- [ 14 ] Jochim S *et al.* Science ,2003 ,302 :2101
- [ 15 ] Zwierlein M W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91( 25 ) :250401-1
- [ 16 ] Barrett M D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,87( 1 ) :010404-1
- [ 17 ] Khaykovich L *et al.* Science ,2002 ,296 :1290
- [ 18 ] Tiecke T G *et al.* J. Opt. B :Quant. Semiclass. Opt. ,2003 ,5 :S1192S123
- [ 19 ] Hu J *et al.* J. Opt. Soc. Am. ,2002 ,19 :2844
- [ 20 ] Hänsel W *et al.* Nature ,2001 ,413 :498
- [ 21 ] Ott H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,87( 23 ) :230401-1
- [ 22 ] Görlitz A *et al.* Phys. Rev. Lett. 2001 ,87( 13 ) :130402-1
- [ 23 ] 李师群等. 量子电子学报 ,1997 ,14( 1 ) :1 [ Li S Q *et al.* Chin. J. Quant. Electron. ,1997 ,14( 1 ) :1 ( in Chinese )]
- [ 24 ] 王晓辉等. 物理 ,1998 ,27( 1 ) :3 [ Wang X H *et al.* , WuLi ( Physics ) ,1998 ,27( 1 ) 3 ( in Chinese )]
- [ 25 ] 王育竹等. 物理 2002 ,31( 5 ) :269 [ Wang Y Z *et al.* WuLi ( Physics ) ,2002 31( 5 ) :269 ( in Chinese )]
- [ 26 ] 陈徐宗等. 物理 2002 ,31( 3 ) :141 [ Chen X Z *et al.* WuLi ( Physics ) ,2002 31( 3 ) :141 ( in Chinese )]
- [ 27 ] Anglin J R. Nature ,2002 ,416 :211
- [ 28 ] Rolston S L *et al.* Nature ,2002 ,416 :219
- [ 29 ] Kasevich M A *et al.* Science ,2002 ,298 :1363
- [ 30 ] Pu H *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85( 19 ) :3987
- [ 31 ] Poulsen U V *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,87 :123601-1
- [ 32 ] Kuzmich A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85( 8 ) :1594
- [ 33 ] Josse V *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91 :103601-1
- [ 34 ] Duan L M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85( 19 ) :3991
- [ 35 ] Helmerson K *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,87( 17 ) :170402-1
- [ 36 ] Sorensen A *et al.* Nature ,2001 ,409 :63
- [ 37 ] Duan L M *et al.* Phys. Rev. ,2002 ,A65( 4 ) :033619-1
- [ 38 ] Duan L M. Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88( 17 ) :170402-1
- [ 39 ] Vernac L *et al.* Eur. Phys. J. ,2001 ,D17 :125
- [ 40 ] Mandel O *et al.* Nature ,2003 ,425 :937
- [ 41 ] Orzel C *et al.* Science ,2001 ,291 :238616
- [ 42 ] Greiner M *et al.* Nature ,2002 ,415 :39
- [ 43 ] Mandel O *et al.* Nature ,2003 ,425 :937
- [ 44 ] Wiseman H M. Phys. Rev. ,1997 ,A56( 3 ) :2068
- [ 45 ] Mewes M O *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 ,78( 4 ) :582
- [ 46 ] Anderson M H *et al.* Science ,1995 ,269 :198
- [ 47 ] Anderson B P *et al.* Science ,1998 ,282 :1686
- [ 48 ] Hagley E W *et al.* Science ,1999 ,283 :1706
- [ 49 ] Bloch I *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,82( 15 ) :3008
- [ 50 ] Chikkatur A P *et al.* Science 2002 296 2193
- [ 51 ] Strecker K E *et al.* Nature ,2002 ,417 :150
- [ 52 ] Cennini G *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91 :240408 -1
- [ 53 ] Robins N P *et al.* Phys. Rev. ,2004 ,A 69 :051602( R )
- [ 54 ] Bouyer P *et al.* C. R. Acad. Sci. SerieIV 2001 2( 4 ) 657
- [ 55 ] Xia Li *et al.* Chin. Phys. Lett. ,2005 22( 7 ) :1596
- [ 56 ] Yang Fan *et al.* Chin. Phys. Lett. ,2005 22( 7 ) :1596
- [ 57 ] Bloch I *et al.* Nature ,2000 ,403 :166
- [ 58 ] Esslinger T *et al.* J. Mod. Opt. ,2000 ,47 :2725
- [ 59 ] Hagley E W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,83( 16 ) :3112
- [ 60 ] Trippenbach M *et al.* J. Phys. ,2000 ,B33 :47
- [ 61 ] Köhl M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,87( 16 ) :160404-1
- [ 62 ] Köhl M *et al.* Appl. Phys. ,2003 ,B76 :109
- [ 63 ] Voss D. Science ,1999 ,285 :1646
- [ 64 ] DeMarco B *et al.* Science ,1999 ,285 :1703
- [ 65 ] Truscott A G *et al.* Science ,2001 ,291 :2570
- [ 66 ] Granade S R *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88( 12 ) :120405-1
- [ 67 ] Regal C A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92( 4 ) :040403-1
- [ 68 ] Zwierlein M W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2004 ,92( 12 ) :120403-1
- [ 69 ] Chin C *et al.* Science ,2004 ,305 :1128
- [ 70 ] Donley A D *et al.* Nature ,2001 ,412 :295
- [ 71 ] Greiner M *et al.* Nature ,2002 ,419 :51
- [ 72 ] Donley E A *et al.* Nature ,2002 ,417 :529
- [ 73 ] Anglin J R. Nature ,2002 ,416 :211
- [ 74 ] Wynar R *et al.* Science ,2000 ,287 :1016
- [ 75 ] Gerton J M *et al.* Nature ,2000 ,408 :692
- [ 76 ] McKenzie C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,88( 12 ) :120403-1
- [ 77 ] Herbig J *et al.* Science ,2003 ,301 :1510
- [ 78 ] Regal C A *et al.* Nature ,2003 ,424 :47
- [ 79 ] Cubizolles J. Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91 :240401-1
- [ 80 ] Jochim S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91 :240402-1
- [ 81 ] Paredes B *et al.* Nature ,2004 ,429 :277
- [ 82 ] Kinoshita T *et al.* Science ,2004 ,305 :1125