

原子光学讲座

第三讲 非线性原子光学*

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 随着玻色-爱因斯坦凝聚(BEC)的实现及其非线性效应研究的快速发展,原子光学的一门新兴分支学科——“非线性原子光学”已初步形成,并取得了一系列重大的实验进展.文章重点介绍了非线性原子光学的研究内容、实验结果及其最新进展,主要包括原子孤子、原子物质波中的四波混频、光速减慢与负群速现象、超流及涡流(vortex)、Josephson效应和物质波的相位相干放大等.

关键词 非线性原子光学,原子孤子,物质波中的四波混频,光速减慢与超光速现象,超流及涡流,Josephson效应,物质波的相位相干放大

Atom optics (III)——Nonlinear 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 With the experimental realization of Bose-Einstein condensation (BEC) and the fast development of the studies on nonlinear effects in BEC atomic matter waves, a new branch of atom optics “nonlinear atom optics” had been formed, and has been obtained a series of significant experimental progresses. In this lecture, the study content of nonlinear atom optics and their experimental results and recent progress are introduced in some detail, which includes atomic solitons, four-wave mixing, slow light group-velocity and superluminal light, superfluid and vortex, Josephson effect and phase-coherent amplification of atomic matter waves, and so on.

Keywords Nonlinear atom optics, atomic soliton, four-wave-mixing in matter wave, slow light group-velocity and superluminal light, superfluid and vortex, Josephson effect, phase-coherent amplification

1 引言

20世纪60年代初,随着高强度、高相干激光光源(也即高功率激光器)的问世,诞生了一门新兴的光学分支学科——“非线性光学”.非线性光学主要研究强激光与物质的非线性相互作用.1961年, Franken等人开创了第一个非线性光学实验,即“光学倍频”实验的研究^[1].当一束频率为 ω 的强激光入射到某些非线性介质中时,将产生频率为 2ω 的出射光波,这就是光的倍频实验.40多年来,非线性

光学的发展很快,并在基本原理及基本物理问题的研究、新材料的研制、新效应的发现及非线性光学的应用等方面取得了一系列重大的进展,目前非线性光学已成为光学学科中最为重要的分支学科之一.

类似地,近年来,原子光学的新兴分支学科之一——“非线性原子光学”也得到了迅速的发展,并取

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

2005-02-21收到初稿,2005-09-08修回

† 通讯联系人. Email: jpyin@phy.ecnu.edu.cn

得了一系列重大的突破性进展^[2-6]. 20 世纪 90 年代初, Meystre 等人^[7]和张卫平等人^[8]首先提出了非线性原子光学的概念, 并预言了原子物质波中非线性效应(如原子孤子)的存在. 1999 年, 随着世界上第一台全方位、可调谐原子激光的产生^[9]及其第一个原子物质波中四波混频实验的成功^[10], 开创了一个新的物理学研究领域——“非线性原子光学”^[2,3,11,12]. 在非线性光学中, 强光与物质相互作用产生的非线性效应可以用非线性微分方程中的非线性项来描述, 同样, 物质波中的非线性效应也可用宏观物质波波函数的非线性微分方程(即 Gross - Pitaevskii 方程)中的非线性项来描述. 由于原子物质波中的非线性效应起源于物质波中原子之间的相互作用, 也即原子物质波本身起着非线性介质的作用, 因而在原子物质波中不再需要其他的非线性介质即可产生四波混频等非线性原子光学效应.

自从实现了原子气体中玻色 - 爱因斯坦凝聚(BEC)以来, 人们已在实验上成功观测到了许多原子物质波中的非线性效应, 如 BEC 凝聚体中的原子孤子、光速减慢与超光速现象、原子物质波中的四波混频、超流及涡流(vortex)、Josephson 效应和相位相干放大等. 本文将就原子光学中非线性效应的基本原理、实验结果及其最新进展作一简单介绍与综述.

2 BEC 凝聚体中的原子物质波孤子

2.1 原子孤子的产生机制及其分类

我们知道介质的色散将导致波包传输过程中的扩散, 这一扩散效应对波包的传输是极为不利的, 但利用介质的色散与非线性相互作用间的平衡即可形成所谓的孤子. 孤子是一种稳定的局域结构, 它在非线性介质中传播时能保持波包的形状不变. 同样, 在 BEC 凝聚体中, 当原子间非线性相互作用和动能(相当于色散)互相补偿时也可形成原子物质波孤子^[8,13]. 一个原子间存在弱相互作用的 BEC 凝聚体将服从非线性波动方程(Gross - Pitaevskii 方程), 在绝对零度时, 这一波动方程可写为

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V + g |\Psi|^2 \right] \Psi, \quad (1)$$

这里 Ψ 为原子数归一化的凝聚体波函数, V 是囚禁势能, m 是一个原子的质量, \hbar 是普朗克常数除以 2π , g 为描述原子间相互作用的强度, 此方程具有孤子解. 孤子不扩散的稳定传播是因为非线性项 $g|\Psi|^2$ 和动能项 $-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$ (相当于色散)之间的相互平衡.

通常, 孤子可分为暗孤子和亮孤子, 这取决于非线性波动方程中非线性项的符号. 当 BEC 凝聚体中原子间的相互作用为排斥势, 即 $g > 0$ 时, 将形成暗孤子; 而当 BEC 凝聚体中原子间的相互作用为吸引势, 即 $g < 0$ 时, 将形成亮孤子. 暗孤子相应于一个带有特征相位阶梯的 BEC 凝聚体密度轮廓上的凹槽, 而亮孤子对应于一个 BEC 凝聚体密度轮廓上的凸峰.

2.2 BEC 凝聚体中的暗孤子

BEC 凝聚体中暗孤子的典型特征是它的速度 v_s 小于 Bogoliubov 声速 $v_0 = (gn/m)^{\frac{1}{2}}$, 这里 $n = |\Psi_0|^2$ 为未微扰 BEC 凝聚体的原子数密度. 孤子速度 v_s 可表示为相位阶梯 δ ($0 < \delta \leq \pi$) 或孤子“深度” n_d (未微扰凝聚体原子密度 n 和凹槽底部原子密度之差) 的函数:

$$\frac{v_s}{v_0} = \cos \frac{\delta}{2} = [1 - (n_d/n)]^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

当 $\delta = \pi$ 时, 暗孤子速度 $v_s = 0$, 暗孤子中心原子密度为 0, 暗孤子的宽度相当于恢复长度 $\xi = (2nmg/\hbar^2)^{-\frac{1}{2}}$ 的量级, 暗孤子上存在不连续的相位阶梯. 当 δ 逐渐减小时, 孤子速度 v_s 增大并逐渐接近声速 v_0 , 且孤子沿着与相位梯度相反的方向传播, 同时孤子变浅、变宽, 相位阶梯变得更平缓. 由于一个孤子具有一个特征相位阶梯, 故通过光学方法将一个相位阶梯刻印在 BEC 凝聚体的波函数上, 即可形成一个原子孤子.

根据暗孤子具有不连续的相位阶梯的特点, 1999 年, Sengstock 等人利用位相印记方法在雪茄烟状的 ⁸⁷Rb 原子 BEC 凝聚体中产生了原子暗孤子, 并观测了原子孤子的相干与耗散动力学^[14]. 2000 年, Phillips 小组通过将相位阶梯(花样)刻印在钠原子 BEC 凝聚体上的相位印记法, 在 BEC 凝聚体中实现了原子暗孤子的产生及其传播^[13]. 如图 1 所示, 在凝聚体上方放置一掩模(一胡须刀片), 当用一束大失谐的单束激光脉冲照射掩模时, 使 BEC 凝聚体原子的一半透光, 另一半不透光. 由于光位移, BEC 原子凝聚体上的相位分布与光强分布成正比. 因此, 受印记的一半 BEC 凝聚体和没受印记的一半 BEC 凝聚体之间产生一定的相位阶梯. 实验结果如图 2 所示, 对 BEC 凝聚体沿 x 方向上半部分进行相位为 $\phi_0 \approx 1.5\pi$ 的印记, 由于印记的相位阶梯大于 π , 故在 BEC 凝聚体中产生了单个深的原子孤子, 且暗孤子随时间沿 x 反方向运动, 如图 2 中的凹槽所

示. 图 2 中(a)–(e)为实验观测到的 BEC 暗孤子随时间演化的吸收像, 而(f)–(j)为相应的理论模拟结果. 显然, 二者相符得很好. 这一原子孤子形成的原理可理解如下: 在进行上述相位印记后, 在受印记和没受印记的 BEC 凝聚体中间部分将产生一个很陡的相位梯度, 从而导致中间部分原子以较大的速度沿 x 方向运动, 这样就留下了一个暗的凹槽(即为暗孤子)以低于 BEC 声速 v_0 并沿着 x 反方向运动.

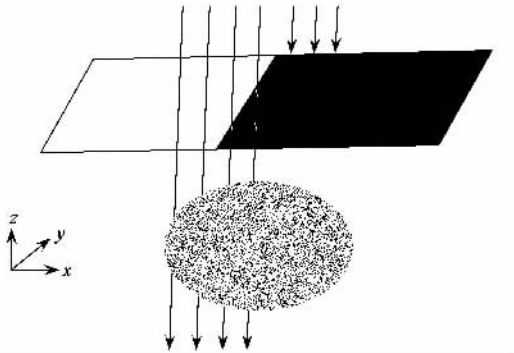


图 1 BEC 凝聚体的相位印记

2.3 BEC 凝聚体中的亮孤子

暗孤子可用 BEC 凝聚体密度轮廓上中间刻有相位阶梯的一个凹槽来表征, 它们以小于声速的速度在 BEC 中传播, 但在到达 BEC 凝聚体边缘之前很快地衰减掉, 而明孤子是可在 BEC 凝聚体内自由传播的自束缚原子气体, 它只能在具有负 s 波散射长度的 BEC 凝聚体中产生. 2002 年, Salomon 小组在 ^7Li 原子的 BEC 凝聚体中实现了原子亮孤子的产生及其传播^[15]. 在实验中, 他们首先将 $\sim 4 \times 10^8$ 个 ^7Li 原子从磁光阱装载至紧束缚的 IP 磁阱中, 通过蒸发冷却使原子温度从 2mK 降到 $10\mu\text{K}$, 剩余的

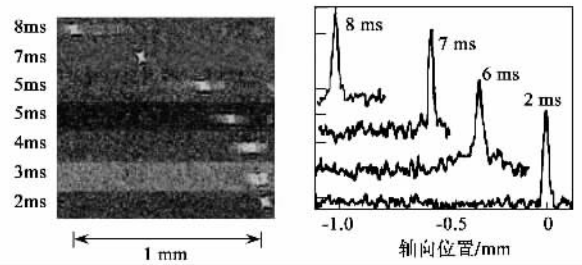


图 3 亮孤子在一维光波导中的时间演化

原子数为 6×10^5 个. 接着, 将这些冷原子转移进入一个远离共振的交叉光偶极势阱中. 然后, 通过光学势蒸发冷却(即降低光学势阱的深度)实现 ^7Li 原子的全光型 BEC. 最后, 通过磁场感应的可调谐 Feshbach 共振技术将 BEC 原子的 s 波散射长度调谐至负值, 再通过关闭垂直方向的囚禁光束将 BEC 凝聚体装载到一维的水平光学波导中, 并在 z 方向偏置磁场的作用下, 使 BEC 凝聚体在水平波导中演化而成亮孤子, 观测到的孤子形成及其演化的实验结果如图 3 所示. 显然, 亮孤子在传播过程中能长时间保持波包形状不变.

此外, 人们还研究了 BEC 凝聚体中的孤子串(孤子原子激光)、晶格孤子和双分量 BEC 中的暗孤子等. 例如, 2000 年, Hulet 小组在准一维光阱中通过外磁场调谐的 Feshbach 共振技术将稳定的 ^7Li 原子 BEC 的 s 波散射长度从正值调谐至负值, 即将 BEC 凝聚体中原子间的排斥相互作用调谐至吸引相互作用, 从而实现了亮孤子串的形成及其传播, 也即孤子原子激光的输出^[16,17]. 最近, Efremidis 等人系统地研究了 BEC 凝聚体中的晶格孤子^[18]. 2001 年, Santos 等人研究了双分量 BEC 中暗孤子的产生、传输及其相互作用^[19].

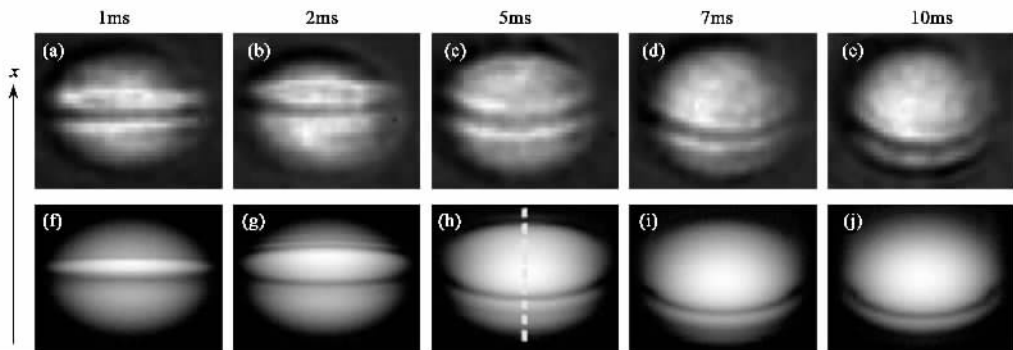


图 2 BEC 凝聚体中暗孤子的演化

3 原子物质波中的光速减慢及负群速现象

3.1 电磁感应透明(EIT)及其光波群速度操控的基本原理

20世纪90年代初,Harris小组提出并实验研究了一种利用量子相消干涉效应实现光学介质完全透明的电磁感应透明(electromagnetically induced transparency,EIT)现象^[20].所谓EIT效应,即当电磁波(光波)入射到不透明的介质时,如果光与介质原子相互作用感应的量子干涉效应能消除介质对入射电磁波的影响,则入射电磁波在介质中的传播就如同在真空中的传播一样,此时介质对入射电磁波是完全透明的,几乎不存在光波的吸收.显然,这一EIT效应在原子物理和量子光学,甚至中性原子的激光冷却^[21,22]等领域中有着广阔的应用前景^[23].此外,EIT技术还可用于实现并研究光的群速度减慢或负群速现象.

实际上,光波是由若干单色平面波构成的波包,当波包通过介质时各单色平面波将以不同的相速度传播,而波包的速度可用波包中振幅最大地方的传播速度,即群速度来表示.根据群速度的定义: $v_g = d\omega/dk$,可证明,一探测光脉冲在介质中传播的群速度 v_g 可由下式给出:

$$v_g = \frac{c}{n(\omega_p) + \omega_p \frac{dn}{d\omega_p}}, \quad (3)$$

式中 c 为光波在真空中的传播速度, $n(\omega_p)$ 为探测光频率为 ω_p 时介质的折射率.由(3)式可知,当分母部分(不妨定义为群速度折射率系数), $n_g = n(\omega_p) + \omega_p (dn/d\omega_p) > 1$ 或 $n_g \gg 1$ 时,则有 $v_g < c$,或 $v_g \ll c$,即发生光群速度减慢现象.通常(3)式分母中的第一项折射率 $n(\omega_p)$ 接近于1,第二项表示介质的色散特性.当处于介质的正常色散区(也即在 $dn/d\omega_p > 0$ 的区域)时,且介质的折射率随光波频率变化很大,即 $\omega_p (dn/d\omega_p) \gg 1$ 时,则群速度 v_g 将大大减小,从而出现光波群速度的减慢,甚至出现光波停止的现象.在这种情况下,要求在共振频率附近,介质折射率对频率的关系中有一段很陡的色散曲线.由介质极化率的微观机制可知,在与介质发生共振的频率附近,可以获得斜率很大的色散($n - \omega$)曲线,但此时介质的吸收通常也是很大的,以至于光脉冲无法通过介质.因此,只有利用EIT技术使探测光完全透过介质,才能实现或观测到光波群速度的

减慢现象.另一方面,由(3)式可知,当群速度折射率系数 $n_g = n(\omega_p) + \omega_p (dn/d\omega_p) < 1$ 时,则有 $v_g > c$,即发生光的群速度加快(即超光速)现象.我们知道,在介质的反常色散区, $\omega_p (dn/d\omega_p)$ 为负值,且它的数值可变得很大,因此利用介质的反常色散同样可实现或观测到负群速度现象.

3.2 光波群速度的减慢实验及其最新进展

早在1995年,美国Stanford大学的Harris小组首先利用EIT技术在铷原子气体中观测了光波群速度为165m/s的光速减慢现象^[24].1996年,德国Hannover大学的Schmidt小组在Cs原子气体中报道了光速减慢至3000m/s的实验结果^[25].1999年2月,Hau等人在超冷Na原子BEC中观测到了光脉冲的群速度减慢现象^[26],实验结果如图4所示.由图4可看出,在原子温度为450nK时,探测光脉冲通过长为 $229 \pm 3 \mu\text{m}$ 的Na原子气体介质所用的时间比通过同样长度的真空介质的参考光脉冲延迟了 $7.05 \pm 0.05 \mu\text{s}$,相应的光波群速度被减慢为 $v_g = 32.5 \pm 0.5 \text{m/s}$,而在原子温度为50nK和耦合光强为 12mW/cm^2 时,光波的群速度被减慢至17m/s.此结果表明,BEC原子气体介质的三阶非线性系数被增强了100万倍.由于篇幅关系,有关Hau等人的实验装置及其过程不再详细介绍,可参阅文献^[26].

随后,有关光波群速度减慢现象的研究得到了快速发展.1999年,Budker等人采用类似的电磁感应透明技术在铷原子蒸气池中实现了光波群速度的减慢,其非线性动力学过程与电磁感应透明相类似,而光脉冲延迟的光谱特性与非线性磁光旋转相似,其群速度延迟为 $7 \mu\text{s}$,相应的光速减慢至 8m/s ^[27].同年,Scully小组在高密度热⁸⁷Rb原子气体(约360K)中实现了光波群速度的减慢,观察到群速度被减慢至90m/s,光脉冲群速度的延迟超过了 0.26ms ^[28].这表明在耦合光束的协助下,在热原子气体介质中同样可获得非常有效的电磁感应透明效应.2001年,Scully小组对热原子气体介质中的光速减慢现象进行了理论研究,并发现利用EIT技术还可在相干驱动的多普勒展宽型热原子介质中实现光波群速度的减慢、停止,甚至负的群速度^[29].同年,Hau等人在超冷²³Na原子气体介质(0.9 μK)中观测光波的群速度被减慢至接近 α (约为几十cm/s)相应的光脉冲延迟约为1ms.2002年,Leonhardt提出了一种采用抛物线型强度的可控制激光来实现

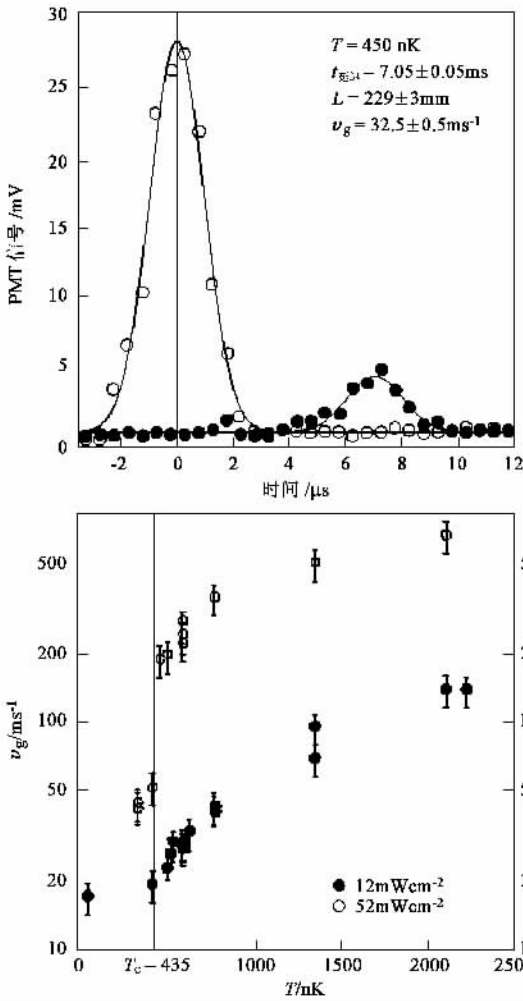


图 4 观测光速减慢的实验结果

EIT 光速减慢的新方案^[30]。2003 年, Lukin 小组在⁸⁷Rb 热原子气体池中实现了光波群速度的进一步减慢, 并研究了光子态的量子存储及其读取, 为光子态的操控和低光水平下的非线性光学研究提供了一种新的技术^[31]。

3.3 光在介质中的负群速现象及其实验研究

由 3.1 节的讨论知, 在介质的反常色散 ($\omega_p(\frac{dn}{d\omega_p}) < 0$) 区, 且当 $\omega_p \uparrow \frac{dn}{d\omega_p} \downarrow$ 变得很大时, 将导致光脉冲的群速度超过光速, 甚至变为负的群速度。这就是所谓的超光速现象。2000 年, Wang 等人利用增益协助的线性反常色散特性, 首先在实验上观测到了 Cs 原子气体中的超光速传播现象^[32]。在实验中, 他们使用的增益介质是 6cm 厚的 Cs 原子气体, 并让二束可调谐连续抽运激光束穿过气体池, 使 Cs 原子气体处于粒子数反转状态, 再用另一束探测光束测量 Cs 原子气体的光学性质。当这

一探测光束通过气体池时, Cs 原子将从抽运光束中吸收光子, 并随后辐射光子, 从而增强了探测光束的增益, 使得 Cs 原子气体介质具有如下的光学性质: 即当探测光束在原子气体中传播时, 光脉冲中不同频率成分的光波将具有不同的增益和不同的速度。如果利用一束可调谐连续激光测得 Cs 原子气体中光波振幅的增益系数和折射率系数随探测光频率变化的曲线(色散曲线), 再让二束光强为高斯分布的光脉冲穿过 Cs 原子气体, 其中一束处于反常色散区, 另一束与 Cs 原子气体几乎没有相互作用(即以真空中光速传播)。然后, 利用 Cs 原子气体池出口处的光电探测器, 观测上述两个光脉冲通过 Cs 原子气体池后的光强时间谱变化。实验结果表明: 进入 Cs 原子气体的光脉冲比真空中传播的光脉冲超前 62ns 通过了气体池, 由此计算得到在 Cs 原子气体介质中传播的光波群速度为 $v_g = -c/(330 \pm 30)$, 表明光脉冲波峰尚未进入吸收池, 就可以观察到另一个光脉冲波峰已离开吸收池 62ns, 其意义是光速比无穷大还快, 光尚未进入, 已经出来。

最后, 应指出的是: 对于上述 Wang 等人观测到的超光速传播现象及他们的解释, 有许多人提出了质疑。一些作者采用傅里叶频谱分析法对上述实验观测到的“光脉冲在反常色散介质中的传播行为”进行了深入的理论分析与研究, 并对这种“光脉冲的超光速传播”持否定态度, 他们认为负的群速度是表观的速度, 而非能量的传播速度^[33]。因此, 有关超光速现象的实验观测、物理图像及其理论解释甚至潜在应用, 还有待于进行深入系统的科学研究。

3.4 光波群速度减慢的潜在应用

上述介绍的“介质中光群速度减慢现象”提供了一种全新的非线性相互作用, 一种高效优良的非线性介质, 为原子物理、量子光学、非线性光学及非线性原子光学的研究开辟了一个新的方向及其新的应用领域^[34]。首先, 由于应用 EIT 技术构造的原子系统在共振频率附近具有巨大的光学非线性效应, 其非线性效率可比通常的介质增强几百万倍, 仅需使用 mW 级的半导体激光即可进行各种非线性光学研究, 从而开创低光强下的非线性光学研究^[35], 甚至产生单光子水平下的非线性光学现象。在原子共振频率附近, 介质色散特性的陡峭性可开辟控制介质光学性质的新途径, 如全光开关的研制及其应用等; 其次, 利用光波群速度减慢的传递特性, 可以制作延迟器, 大大压缩光脉冲的空间长度。最后, 利

用慢光速甚至零光速技术,可实现超冷原子介质中量子相干信息的存储和读取^[36].开始处于激光场中的相干信息可存储在超冷原子介质中,并能利用EIT效应读取出来,存储的时间间隔可以控制并可以根据需要进行读取.在实验中,探测光和耦合光使原子气体处于一种相干量子态,即原子在接受光能后处于一种特殊的自旋激发态,同时携带探测光的偏振和强度等信息.在耦合光被突然关掉后,激发的原子态能维持一段时间,而在重新开启耦合光后,存储在自旋激发态中的信息能传递给探测光,并从原子气体中输出,恢复初始的光信号^[36,37].

4 原子物质波中的四波混频

4.1 物质波四波混频的基本原理

光波的四波混频是重要的光学非线性效应之一,它指的是当三束频率为 ω_1 、 ω_2 和 ω_3 的强光同时输入某些非线性晶体时,将有频率为 $\omega_4 = \omega_1 \pm \omega_2 \pm \omega_3$ 的第四束光波产生的非线性现象.类似地,在非线性的原子光学中也存在着物质波的四波混频效应,它指的是当三束原子物质波发生非线性相互作用(碰撞)时,在满足动量守恒和能量守恒定律的条件下将产生第四个物质波的非线性现象.然而,光波的非线性效应是通过非线性介质来实现的,而原子物质波方程中的非线性项起源于原子与原子之间的碰撞相互作用,因而物质波本身起着非线性介质的作用,也即原子物质波的四波混频不需要另外的非线性介质.1998年,Trippenbach等人通过大量的计算机模拟提出了利用基态原子物质波间的非线性相互作用发生四波混频的可能性^[38],模拟结果如图5(a)所示.他们研究了单个自旋分量BEC凝聚体中原子间自身非线性相互作用产生的四波混频效应,即3个动量分别为 k_1 、 k_2 和 k_3 的三束原子物质波通过碰撞相互作用产生动量为 $k_4 = k_1 + k_2 - k_3$ 新的第四束物质波.研究发现,在原子物质波的四波混频过程中,必须满足动量、能量和原子数守恒.

4.2 原子物质波中四波混频的实验观测

通常,光波不受外磁场的影响,在技术上产生三束不同频率的激光较为容易.然而,原子物质波易受外磁场的影响,且要在同一势阱中产生三束独立的、具有不同动量的原子物质波有着很大的技术难度.为了克服这一困难,1999年,Deng等人利用所谓的“半碰撞”方法,在实验上首次成功地观测到了原子

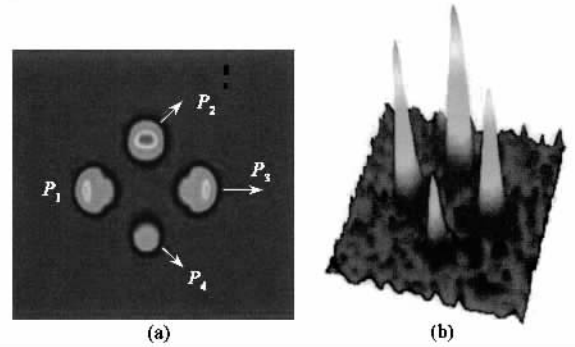


图5 (a)计算机模拟物质波产生的四波混频 (b)原子物质波四波混频的实验结果

物质波四波混频波的产生^[10],并实验验证了非线性物质波的产生关系,为非线性原子光学的发展奠定了技术基础.在实验中,他们采用一运动驻波激光场的原子 Bragg 衍射技术,在 BEC 凝聚体中产生三束必要的原子物质波.具体的实验步骤或过程可简述如下:首先利用激光冷却和射频蒸发冷却技术,在时间轨道势(TOP)中产生 2×10^6 个 ^{23}Na 原子 BEC 凝聚体;接着,减小磁场梯度,增加旋转的偏置磁场,使 BEC 原子绝热膨胀.经过一定时间的膨胀后,关闭势阱,等势阱磁场消失之后,用2个 Bragg 脉冲序列入射到 BEC 凝聚体,其中每个脉冲包含两个大失谐的线偏振光束(这里大失谐量的选择是为了抑制 BEC 原子的自发辐射),并选择二束激光的频率差满足一阶 Bragg 衍射条件,使它们只改变原子的动量态,而不改变原子的内态.第一列 Bragg 脉冲由两束相互垂直的频率为 ν_1 和 $\nu_2 = \nu_1 - 50\text{kHz}$ 的激光束组成,其波矢分别为 $k_1 = k\hat{x}$ 和 $k_2 = -k\hat{y}$ ($k = 2\pi/\lambda$, $\lambda = 589\text{nm}$).选择适当的激光强度,使 BEC 凝聚体中大约1/3的原子获得动量 $P_2 = \hbar(k_1 - k_2) = \hbar k(\hat{x} + \hat{y})$;在第一列 Bragg 脉冲结束后(也即在波包分裂之前),使用第二列 Bragg 脉冲约 $20 \mu\text{s}$.这第二列 Bragg 脉冲由两束反向传播的频率为 ν_1 和 $\nu_3 = \nu_1 - 100\text{kHz}$ 的激光束组成,其波矢分别为 $k_1 = k\hat{x}$ 和 $k_3 = -k\hat{x}$.调节这两束激光的强度,使保留在动量态 $P_1 = 0$ 的原子的一半获得动量 $P_3 = \hbar(k_1 - k_3) = 2\hbar k\hat{x}$ (由于光的多普勒频移,处于 P_2 态上的原子不受影响).这样,通过选择脉冲序列强度由动量为 $P_1 = 0$ 的凝聚原子产生了2个动量分别为 $P_2 = \hbar k(\hat{x} + \hat{y})$ 和 $P_3 = 2\hbar k\hat{x}$ 的原子物质波包.再加上原来就处于动量态 $P_1 = 0$ 的剩余原子物质波包,在 BEC 凝聚体中已几乎同时建立了3个具有必要动量的初始重叠的原子波包.当3个初始波包分开时,由于原子间的

非线性相互作用将产生第 4 个新的波包,并满足动量守恒条件 $\mathbf{P}_4 = \mathbf{P}_1 - \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 = \hbar k(\hat{x} - \hat{y})$ 及其能量和粒子数守恒定律,原子物质波的四波混频的实验结果如图 5(b) 所示。

此外,2001 年,Meystre 等人比较了量子简并的玻色和费米原子气体中的物质波四波混频,并发现由玻色或费米原子形成的物质波光栅原则上可表现出几乎相同的 Bragg 散射和四波混频效应^[39]。同年, Ketterle 等人分析了量子简并费米原子气体中发生四波混频及其物质波放大的可能性^[40]。2002 年, Ketterle 等人利用大增益原子物质波四波混频技术产生了两束宏观关联原子束,即孪生原子束^[41]。研究表明,当一微弱的人射原子束用作一“种子束”时,原子物质波的增益可达 20 倍。

5 原子物质波中的超流及其涡流 (vortex)

5.1 超流与涡流的概念

超流体与正常流体相比,最显著的差别在于超流体是一种无摩擦的流体。超流现象是 1938 年在低温 ^4He 中首先发现的。超流体在比热、热导和粘滞系数等方面具有与经典流体不同的反常特性,尤其体现在超流体的宏观量子特性上。超流体的宏观量子特性主要包括:超流体的无阻碍流动性、环流量子化、Josephson(约瑟夫森) $\sin\Phi$ 关系和 Josephson 振荡和双路径位相相干等^[42]。1999 年,美国 JILA 的 Cornell 小组首先在实验上观察到了 BEC 原子凝聚体中的超流现象^[43]。接着,MIT 的 Ketterle 小组和法国 ENS 的 Dalibard 小组等也相继开展了原子凝聚体中超流性质的研究^[44-46],从而掀起了 BEC 原子凝聚体超流特性研究的热潮。他们的研究发现,在 BEC 原子超流体中存在着类似于旋转超流 ^4He 呈现出来的涡流现象。

涡流的概念对于理解超流是十分重要的。涡流是超流的一个拓扑特征,在围绕涡流的封闭路径上旋转一周位相变化为 2π ,并且超流的流动是量子化的。这种涡流对应着原子凝聚体内的位相奇异点,在此奇异点处原子气体的密度为零。因此,稀释原子气体的 BEC 凝聚体提供了一种研究量子流体动力学的有效手段。我们知道,一个 BEC 凝聚体可用一个满足非线性 Schrödinger 方程的宏观波函数 $\psi(\mathbf{r}) = \sqrt{\rho(\mathbf{r})}\exp(i\varphi(\mathbf{r}))$ 来表征。流体动力学方程中的原

子密度 $\rho(\mathbf{r})$ 和速度场 $\mathbf{v}_s(\mathbf{r})$ 可用波函数的平方 $[\rho(\mathbf{r}) = |\psi(\mathbf{r})|^2]$ 和波函数的位相梯度来表示:

$$\mathbf{v}_s(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{m} \nabla\varphi(\mathbf{r}), \quad (4)$$

式中 m 为原子质量。由(4)式围绕一封闭路径的线积分将给出速度场环流的量子化:

$$\oint \mathbf{v}_s(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{r} = \frac{\hbar}{m} [\varphi(\mathbf{r}_f) - \varphi(\mathbf{r}_i)]. \quad (5)$$

如果路径是单独连接的,则不存在环流;如果路径是相互连接的(如围绕一个涡流核),则由于位相的变化是 2π 的整数倍,环流是量子化的,等于 $\frac{n\hbar}{m}$ (即取 $\frac{h}{m}$ 的整数倍),这里 n 为整数,称为涡流的拓扑荷 h 为普朗克常数。由此可见,与每个涡流有关的环流(因而角动量)的量子化证实了在 BEC 凝聚体内存在着一个单值的超流波函数。也即超流中的涡流现象是 BEC 凝聚体的重要特性或判据之一。

5.2 BEC 超流体中的涡流

1999 年, Cornell 等人在双分量原子 BEC 凝聚体中首次观测到了超流中的涡流现象,他们通过双分量凝聚体间相互转换的相干时空控制过程建立了涡流态^[43]。在实验中,处于超精细分裂基态的二个自旋态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上的 ^{87}Rb 原子 BEC 被同时囚禁在相同并且完全叠加的磁阱中,并利用一个双光子微波场来感应二个自旋态间的跃迁。在这个耦合系统中,通过控制微波感应的态 $|1\rangle$ 到 $|2\rangle$ 转换的时间和空间依赖关系,他们直接从基态波函数 $|1\rangle$ (或 $|2\rangle$) 中建立了一个具有各种形状的 $|2\rangle$ ($|1\rangle$) 态波函数,并利用交流 Stark 效应移动跃迁频率来控制上述转换。一个空间非均匀的、可移动的聚焦激光束提供了交流 Stark 移动的合乎需要的空间与时间控制。如图 6 所示,为了建立一个具有空间对称性的波函数,激光束围绕初始 BEC 旋转。合适的空间相位依赖关系可通过调节微波跃迁频率的失谐量获得,并使激光束以适当频率 ω 旋转产生耦合共振。对于较大的微波失谐量 δ ,必要的旋转频率被简化为 $\omega = \delta$;对于较小的失谐量 δ ,激光旋转频率 ω 必是微波跃迁的有效拉比频率。如图 6(b) 所示,对于较大的失谐量,能量共振条件指的是:通过时间变化微扰的耦合仅能改变原子的内态。因此,应服从任何选择定则以使微扰的空间对称性起作用。此时, BEC 凝聚体的中心(也即激光旋转轴处)没有感受到时间变化的改变,而在凝聚体四周的邻近区域,感受到一个近似的正

弦函数变化,其相位延迟即为绕着 BEC 原子云的方位角. 研究表明,这一精确的几何关系最适合于耦合凝聚体到一个涡流态. 一个顺时针转动的激光束可产生顺时针或反时针转动的涡流环流,其转动的方向取决于微波失谐量 δ 的符号. 有关 Cornell 等人所用的实验方法及其过程可参阅文献 [43], 相应的实验结果如图 7 所示. 其中图 7 (a) 和 (b) 为两个处于 $|1\rangle$ 态的涡流随时间的演化结果,与势阱振动周期相比表现出很长的时间稳定性;图 7 (c) 为处于 $|2\rangle$ 态的涡流随时间的演化结果,它很快地收缩到囚禁中心,然后回弹(膨胀)并被崩塌为碎片.

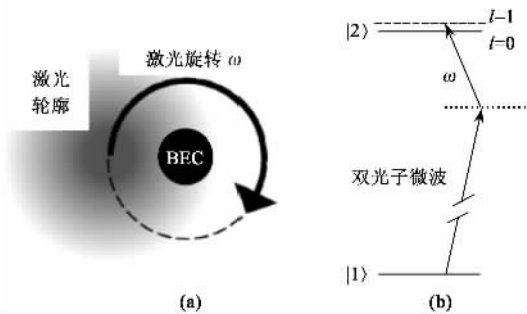


图 6 激光束旋转产生涡流的基本原理

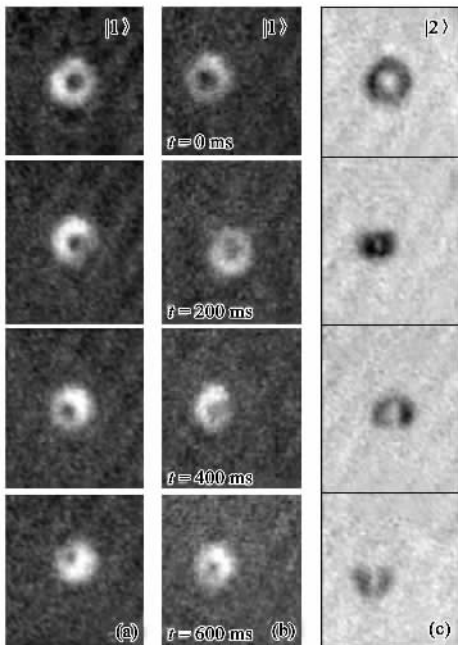


图 7 涡流随时间的演化结果

此外, Ketterle 小组也开展了 BEC 凝聚体中的涡流研究^[44, 45]. 例如, 2001 年, Ketterle 等人利用一束通过 BEC 凝聚体的运动激光束产生涡流, 并由于 BEC 中的涡流激发观测到了相位奇异现象^[44]. 在实

验中, 他们利用搅动的 BEC 凝聚体与未搅动的 BEC 凝聚体间干涉条纹的错位来观察涡流场. 又如, Ketterle 等人利用一束蓝失谐激光搅动一个 BEC 凝聚体, 并利用无破坏的现场相位对比成像技术研究了超流的流体动力学特性^[45]. 这一成像技术可用于显示围绕运动物体的原子密度分布的畸变, 从而直接探测流体场的动力学, 以获得开始出现压力梯度的并与密度有关的临界速度.

最近, Dalibard 等人利用聚焦激光束搅动磁阱中 ^{87}Rb 原子 BEC 的方法产生了 4 个涡流^[46], 可称为涡流列阵. 量子化的涡流在超流和超导中扮演着一个重要的关键角色. 一个数目较少的涡流列阵的性质将容易受到表面和有限尺寸效应的影响, 因而稳定性较差; 而数目较多的涡流晶格是 BEC 凝聚体的高激发集体态, 具有很高的稳定性, 且可用于研究三维涡流物质的性质, 如局域结构、缺陷和长程序等. 2001 年, Ketterle 等人利用旋转的蓝失谐激光束在圆柱型势阱中的 ^{23}Na 原子 BEC 凝聚体中产生了高阶涡流晶格, 实验结果如图 8 所示^[47]. 研究结果表明, 三角形涡流晶格中最多可形成约 130 个涡流, 涡流的角动量可达 $60\hbar$ /粒子, 其寿命一般为几秒, 个别涡流可持续 40s. 2003 年, Foot 等人观测到了利用剪切振动效应在 BEC 原子气体中产生的与涡流有关的三维陀螺效应^[48]. 通过观测涡流进动的速率, 可测量与涡流线有关的角动量. 他们的测量结果为 $L_z = (1.07 \pm 0.13)N\hbar$, 与理论预言值 $N\hbar$ 基本一致. 研究表明, 超流中的三维陀螺效应提供了一种进一步探索旋转 BEC 凝聚体特性(例如涡流的稳定性及其寿命等)的有力工具.

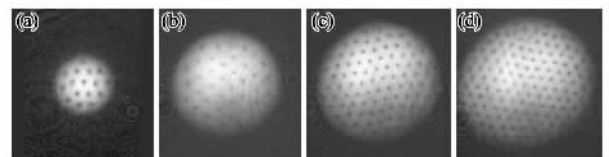


图 8 涡流晶格的实验结果 (a) (b) (c) (d) 中的晶格个数分别为 16, 32, 80, 130

6 原子物质波中的其他非线性效应

6.1 BEC 原子物质波中的 Josephson 效应

1998 年, Kasevich 等人利用一维驻波激光场研究了 BEC 原子隧道列阵的宏观量子干涉效应^[49]. 实验所用的周期性势阱由垂直放置的一维驻波激光场和重力场组成, 合成的重力光学囚禁势如图 9 (a)

所示. 忽略原子间的相互作用, 两相邻势阱间的化学势差由重力势 $U_g = mgz$ 决定, 这里 m 为原子质量, g 为重力加速度, z 为垂直方向的位置坐标. 这一重力势 U_g 类似于交流 Josephson 效应中所加的直流电压 V . 在垂直放置的红失谐驻波激光场的波腹处形成冷原子的周期性势阱, 相邻波腹间的距离为 $\Delta z = \frac{\lambda}{2}$, 于是相邻势阱中原子间的化学势差为 $\frac{mg\lambda}{2}$. 发生在这些光学势阱间的相干隧穿将形成调制频率为 $\omega_J = mg\lambda/2\hbar$ 的原子流(这一频率仅依赖于 g 和激光波长 λ), 这就是原子物质波中的 Josephson 效应.

Waals Casimir 力)等, 甚至用于产生原子数压缩态^[51]和锁模原子激光^[49].

6.2 BEC 原子物质波的相位相干放大

在激光光学中, 当一束较弱的激光束通过一激光放大器时, 激光功率可被相干放大并保持激光的相位相干性不变. 类似地, 在原子光学中, 当一束较弱的种子原子物质波通过 BEC 凝聚体这一增益介质时, 也可实现原子物质波的相位相干放大^[52, 53]. 1999 年, Ketterle 等人首先实现了原子物质波的相位相干放大, 这一激活介质(相当于物质波放大器)就是由远离共振光场抽运的 BEC 凝聚体, 他们采用放大的原子物质波与参考物质波的干涉方法, 测量了放大后物质波的位相相干性^[52]. 由于 BEC 凝聚体中的所有原子都处于同一个的宏观量子态, 因此, 它可作为一个理想的增益介质, 用于原子物质波的相干放大. 要实现原子物质波的相干放大, 就需要通过某种耦合机制将原子从 BEC 凝聚体库中抽运到原子物质波模式中, 并保持系统的能量和动量守恒. 如果转移机制可通过末态原子增加而加速, 并保持初态与末态间的原子转换, 则物质波的相干放大即可实现.

在实验中^[52], 他们首先利用激光冷却和蒸发冷却等技术, 在磁阱中产生约几百万个钠原子 BEC 凝聚体, 其凝聚体长约 $200\mu\text{m}$, 直径为 $18\mu\text{m}$. 利用一个脉冲驻波激光场照射 BEC 凝聚体, 并通过 Bragg 衍射转移一小部分 (10^{-4} — 10^{-2}) 凝聚体原子进入一反冲模式, 也即产生一个具有很好定义的入射物质波. 接着, 沿着径向 Bragg 光束方向, 应用一个强抽运脉冲, 以实现入射物质波的放大. 通过突然关闭磁阱, 并利用共振吸收成像, 观测原子云的弹道膨胀来测量反冲模式中的原子数. 在膨胀后, BEC 凝聚体与反冲原子云可完全分离, 如图 10 (a)—(c) 所示. 其中 (a) 为入射原子数低于测量极限, 即没有反冲原子云, 也即没有放大的情形; (b) 为没有输入原子物质波时的放大情形, 虽然处于超辐射的阈值以上, 但没有产生可辨别的处于反冲模式中的原子物质波信号; (c) 为明显的种子物质波放大情形, 如箭头所示, 此时有微弱的入射物质波输入, 相应的增益为 10 — 20 ; (d) 为原子物质波放大器的“输出—输入”关系. 结果表明, 原子物质波放大器的输出—输入特性呈现出近似的线性关系. 同年, Kozuma 等人利用 BEC 凝聚体作为增益介质也实现了 ^{87}Rb 原子物质波的相位相干放大, 并采用物质波干涉技术

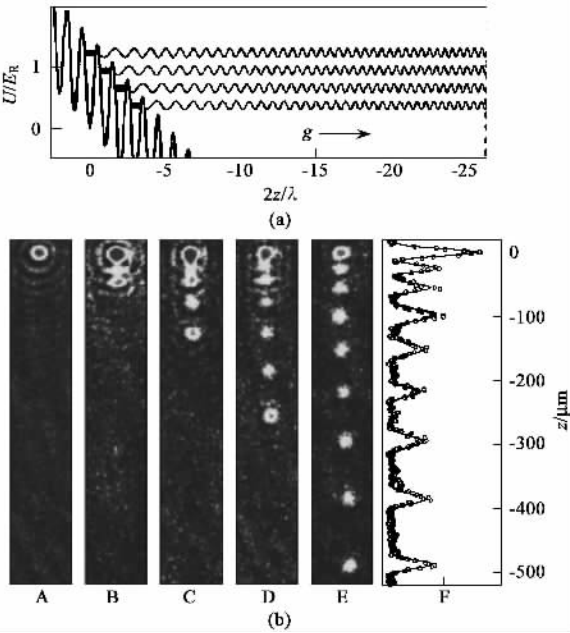


图 9 (a) Josephson 效应中的联合囚禁势; (b) Josephson 原子脉冲流形成的时间演化

在实验中, 他们首先将激光冷却与囚禁的冷原子装载进入磁阱, 并利用蒸发冷却技术将冷原子进一步冷却至 BEC 临界温度之下. 接着, 将 BEC 超冷原子转移至光学晶格, 并关闭磁阱. 通过调节光学晶格中势阱的深度以控制隧穿几率, 以观测 Josephson 原子脉冲序列的输出及其时间演化, 实验结果如图 9 (b) 所示. 其中 A 为 BEC 凝聚体, B—E 分别是观测时间为 3ms , 5ms , 7ms 和 10ms 的原子隧穿阵列输出的结果, 相应的光学阱深为 $1.4E_R$, 脉冲周期为 $(1.10 \pm 0.05)\text{ms}$, 与理论预言值 1.09ms ($g = 9.8\text{m/s}^2$) 相符. 2001 年, Inguscio 等人也利用一维驻波激光场研究了 BEC 原子物质波中的 Josephson 效应, 并采用原子干涉的方法观测了相邻光学势阱间多次隧穿的相干性^[50]. 此外, 利用 Josephson 效应还可精确测量重力加速度和弱相互作用力(如 van der

测量与研究了放大物质波的相干性质^[53]。研究发现原子物质波放大器在原子光学、原子刻蚀和精密测量等领域中将有广阔的应用前景。

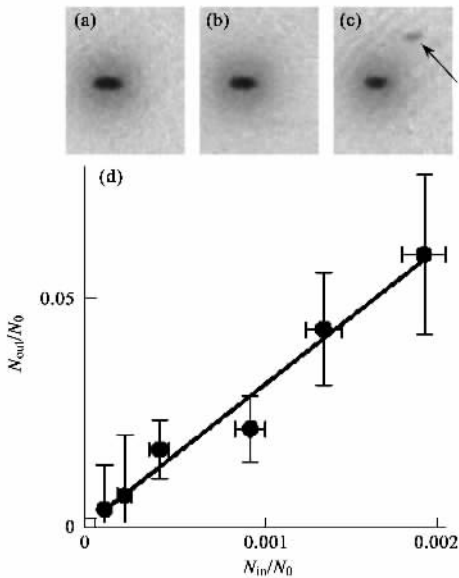


图 10 物质波相位相干放大的实验结果

此外,人们还研究了 BEC 原子物质波中的量子混沌、超辐射和量子冲击波等非线性效应。例如,1994 年,Raizen 等人在超冷钠原子中首次观测到了原子动量转移中的周期性驱动转子和动力学局域,这是经典混沌系统中扩散的一种量子压缩^[54],并就冷原子中的量子混沌效应进行了一系列实验研究^[54—59]。2001 年,Davidson 等人利用快速扫描激光束感应的光学偶极势实验研究了超冷原子中的混沌和规则动力学^[60]。2002 年,Monteiro 等人研究了冷原子在双阱光学晶格中的新一类量子混沌现象^[61]。又如,1999 年,Ketterle 等人研究了单束离共振激光入射到 BEC 凝聚体上产生的超辐射 Rayleigh 散射现象^[62],发现能产生高度方向性的散射光和原子束,这种集体光散射是由 BEC 凝聚体中原子的相干质心运动形成的,而这一高度方向性的反冲原子束是由物质波放大建立的。2001 年,Hau 等人利用超压缩的慢光脉冲技术在 BEC 凝聚体中感应出微米尺寸的密度缺陷,并演化为大振幅的声波,导致可观测的量子冲击波效应^[63]。

参 考 文 献

- [1] Franken P A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1961 ,7 :118
 [2] Rolston S L *et al.* Nature ,2002 ,416 :219
 [3] Meystre P. Laser Phys. ,2002 ,12 :1
 [4] Kasevich M A. Science ,2002 ,298 :1363

- [5] Chu S. Nature ,2002 ,416 :206
 [6] Anglin J R *et al.* Nature ,2002 ,416 :211
 [7] Lens G *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1993 ,71 :3271
 [8] Zhang W P *et al.* Phys. Rev. ,1994 ,A49 :3799
 [9] Hagley E W *et al.* Science ,1999 ,283 :1706
 [10] Deng L *et al.* Nature ,1999 ,398 :218
 [11] Meystre P. Adv. At. Mol. Opt. Phys. ,2001 ,47 :1
 [12] Timmermans E. Contemp. Phys. ,2001 ,42 :1
 [13] Denschlag J *et al.* Science ,2000 ,287 :97
 [14] Burger S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,83 :5198
 [15] Khaykovich L *et al.* Science ,2002 ,296 :1290
 [16] Strecker K E *et al.* Nature ,2002 ,417 :150
 [17] Khawaja U AL *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,89 :200404-1
 [18] Efremidis N K *et al.* Phys. Rev. ,2003 ,A67 :063608
 [19] öhberg P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 :2918
 [20] Bollr K J *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1991 ,66 :2593
 [21] Morigi G *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85 :4458
 [22] Roos C F *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85 :5547
 [23] Harris S E. Phys. Today ,1997 ,50 :36
 [24] Kasapi A *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,74 :2447
 [25] Schmidt O *et al.* Phys. Rev. ,1996 ,A 53 :R27
 [26] Hau L V *et al.* Nature ,1999 ,397 :594
 [27] Budker D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,83 :1767
 [28] Kash M M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,82 :5229
 [29] Kocharovskaya D *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 :628
 [30] Leonhardt U. Nature ,2002 ,415 :406
 [31] Bajcsy M *et al.* Nature ,2003 ,426 :638
 [32] Wang L J *et al.* Nature ,2000 ,406 :277
 [33] 张元仲.物理 2001 ,30 :456 [Zhang Y Z. WuLi(Physics) ,2001 ,30 :456(in Chinese)]
 [34] Scully M O. Nature ,2003 ,426 :610
 [35] Harris S E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1999 ,82 :4611
 [36] Liu C *et al.* Nature ,2001 ,409 :490
 [37] Phillips D F *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 :783 ;
 [38] Trippenbach M. Opt. Express ,1998 ,3 :530
 [39] Moore M G *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 :4199
 [40] Ketterle W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86(19) #203
 [41] Vogels J M *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,89 :020401 - 1
 [42] Simmonds R W *et al.* Nature ,2001 ,412 :55
 [43] Matthews M R. Phys. Rev. Lett. ,1999 ,83 :2498
 [44] Inouye S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,87 :080402 - 1
 [45] Onofrio R *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,85 :2228
 [46] Madison K W *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2000 ,84 :806
 [47] Abo-Shaer J R *et al.* Science ,2001 ,292 :476
 [48] Hodby E *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2003 ,91 :090403 - 1
 [49] Anderson B P *et al.* Science ,1998 ,282 :1686
 [50] Cataliotti F S *et al.* Science ,2001 ,293 :843
 [51] Orzel C *et al.* Science ,2001 ,291 :2386
 [52] Inouge S *et al.* Nature ,1999 ,402 :641
 [53] Kozuma M *et al.* Science ,1999 ,286 :2309
 [54] Moore F L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1994 ,73 :2974
 [55] Robinson J C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,74 :3963
 [56] Moore F L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1995 ,75 :4598
 [57] Robinson J C *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1996 ,76 :3304
 [58] Collins G P. Phys. Today ,1995 ,48 :18
 [59] Oskay W H *et al.* Laser Phys. ,1999 ,9 :265
 [60] Friedman N *et al.* Phys. Rev. Lett. ,86 :1518
 [61] Monteiro T S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,89 :194102-1
 [62] Inouye S *et al.* Science ,1999 ,285 :571
 [63] Dutton Z *et al.* Science ,2001 ,293 :663