

⁸⁷Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体中的电磁诱导透明现象

陈良超^{1,2}, 杨广玉^{1,2}, 孟增明^{1,2}, 黄良辉^{1,2}, 王鹏军^{1,2†}

(1. 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, 山西 太原 030006;

2. 极端光学协同创新中心, 山西大学, 山西 太原 030006)

摘要: 通过吸收成像方法, 统计探测光对原子气体的加热损耗, 在⁸⁷Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体中观察到电磁诱导透明现象。观察电磁诱导透明现象的常规方法是测量探测光的透射光谱, 但是对于玻色-爱因斯坦凝聚体这种易受外界干扰的研究对象, 应用吸收成像的方法更加简单适用。实验发现, 经过透镜聚焦后耦合光的光斑大小强烈影响电磁诱导透明的线型。改变探测光的偏振状态, 在电磁诱导透明的峰值处观察到拉曼跃迁过程。拉曼跃迁过程使电磁诱导透明窗口出现极窄的吸收线。相比于电磁诱导透明效应, 在拉曼跃迁机制下, 探测光的色散曲线更加陡峭, 可实现更高效的光减速效果。在双光子共振处, 通过改变探测光的偏振状态从而改变其吸收与色散性质, 可构造光学开关和光偏振的光致旋转。

关键词: 电磁诱导透明; 拉曼跃迁; 玻色-爱因斯坦凝聚体

中图分类号: O431

文献标识码: A

文章编号: 1007-6654(2017)03-0246-08

0 引言

电磁诱导透明 (Electromagnetically Induced Transparency, EIT) 是光与介质 (通常是原子气体) 相互作用时量子干涉的结果。当较弱的探测光和较强的耦合光共同作用到介质上时, 介质对探测光的吸收被极大抑制, 并且介质的色散性质发生显著变化。探测光在介质中的群速度被极大降低^[1] 甚至完全停止^[2], 而介质则被极化到相应的相干叠加态^[3,4]。基于 EIT 机制, 可开展对经典光^[2,5-7] 和单光子^[8,9] 的光存储。在光量子存储的研究中, 存储寿命极大依赖相干态在原子气体中的寿命。玻色-爱因斯坦凝聚体 (Bose-Einstein condensate, BEC) 作为一种新颖的物态, 自从在

实验上实现以来^[10-12], 得到了广泛的研究。由于 BEC 可以将相干态保留较长的时间, 并且 BEC 具有较大的光学厚度有利于提高量子信息的读写效率, 因此利用 BEC 进行量子存储, 量子通讯, 和量子计算等研究具有天然的优势^[13]。

目前, 基于 BEC 中的 EIT 效应, 已经开展了量子存储, 自旋压缩, 光与原子纠缠, 以及分离原子纠缠等方面的研究。相比于封装在玻璃泡中的热原子气体^[14], 或者磁光阱捕获的冷原子气体^[15-17] 中观察到的 EIT 现象, 玻色-爱因斯坦凝聚体由于其体积非常小, 与探测光作用的有效长度很短, 并且探测光和耦合光常常会对凝聚体造成破坏, 因此无法采用常规的方式直接测量探测

^{②)} 收稿日期: 2017-06-16; 修回日期: 2017-07-06

基金项目: 国家重点基础研究发展计划 (2016YFA0301602); 国家自然科学基金 (11234008; 11361161002; 11474188); 山西省自然科学基金 (批准号: 2014011008.2)

作者简介: 陈良超 (1987-), 男, 河南光山人, 博士研究生, 研究领域: 超冷原子气体, E-mail: chenlchao07@163.com。

†通信作者: 王鹏军, E-mail: pengjun_wang@sxu.edu.cn

光的透射谱来观察 EIT 现象。

本文的目的是采用一种较为简单的方法观察 BEC 中的 EIT 效应。首先, EIT 脉冲光(探测光与耦合光同时开关)作用到光学偶极阱中的原子气体上, 原子吸收探测光后被加热以致从光阱中逃逸出去。然后关闭光阱, 通过吸收成像法统计剩余原子数目, 观察到 EIT 效应。另外, 在产生 EIT 现象的同时, 通过改变探测光的偏振, 观察到拉曼转移过程。由于探测光的不同偏振分量分别参与 EIT 过程和拉曼跃迁(Raman transition)过程, 因而具有不同的吸收和色散性质。EIT 效应与 Raman 跃迁的结合为研究非线性光学现象提供更丰富的内容。

1 实验过程

在我们的实验系统中(参见参考文献[18]), ^{87}Rb 原子 BEC 最终是在两束交叉的波长

为 1064 nm 的聚焦光束构成的光学偶极阱中形成的。在光阱蒸发冷却的最后阶段, 光阱深度为 23 μK , 原子数量约为 10^6 个。系统在 Z 方向(重力方向)保留有作为量子化轴的磁场, 强度约为 0.8 G。光阱中的原子处在 $|2, 2\rangle$ 态。为研究 $|1, 1\rangle$ 态原子, 可通过微波态转移技术将 $|2, 2\rangle$ 态原子绝热转移到 $|1, 1\rangle$ 态。当 ^{87}Rb 原子气体在光阱中形成 BEC 并被制备到所需量子态后, 打开 EIT 的脉冲光作用到 BEC 上, 脉冲时间 0.01 ms。探测光和耦合光的开关由同一路信号控制, 可实现同步开关。BEC 的直径约为 20 μm , 远小于探测光和耦合光的直径, 精准调节后, 探测光和耦合光完全覆盖 BEC。EIT 脉冲结束后关断光阱, 让原子自由飞行 30 ms, 再进行吸收成像, 统计原子的数目。图 1(a) 是实验采用的能级示意图, 探测光和耦合光均在 ^{87}Rb 原子的 D1 线上, 波长约为 795 nm。图 1(b) 是实验时序。

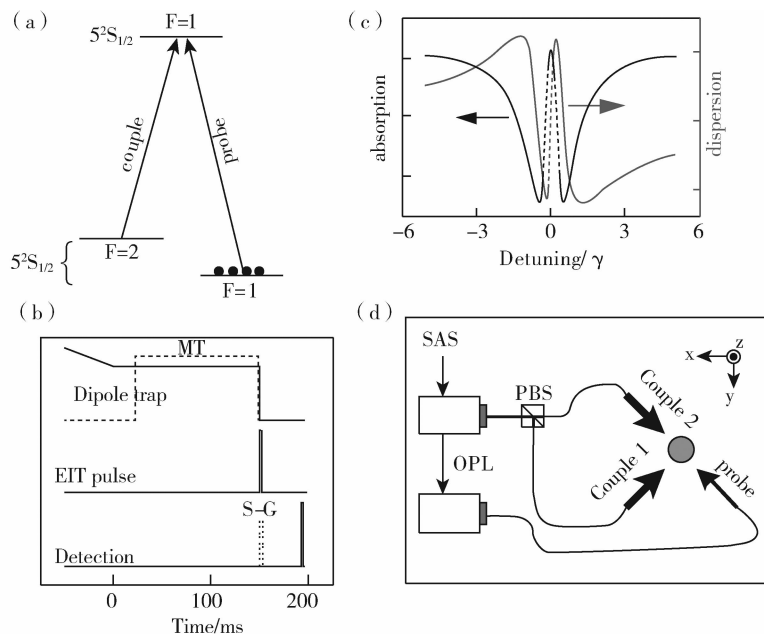


Fig 1 (a) Relevant ^{87}Rb atomic levels in D1 line (b) Time sequence of one experimental cycle. MT: microwave transfer, S-G: Stern-Gerlach magnetic field (c) Absorption and dispersion property of EIT sample (d) Frequency stabilization of couple light and probe light by saturated absorption spectroscopy (SAS) and optical phase-locked loop (OPL)

图 1 (a) 实验能级图。(b) 实验获取数据时序图。MT: microwave transfer, S-G: Stern-Gerlach magnetic field. (c) EIT 介质的吸收与色散曲线。(d) 锁相环(OPL)的频率锁定

原子气体对探测光的吸收与色散性质可通过求解光与原子相互作用的主方程来计算^[19], 图

1(c) 即是计算所得原子气体对探测光的吸收和色散曲线示意图。实验上我们难以直接测量探

测光的透射谱来观测 EIT 现象。由于 BEC 中单个原子的动量远小于吸收或放出一个光子所获得的动量,并且光阱在蒸发冷却的最后阶段阱深较浅,因此原子吸收一个光子后将脱离 BEC。同时,由于 BEC 的光学密度较大,原子自发辐射放出的光子很容易被其它原子再吸收。所以,原子对探测光的吸收,将会导致原子气体中的原子数目极大损耗。在 EIT 脉冲结束后,关断光阱并让原子气体自由飞行足够长的时间,以使被加热的原子与冷原子充分分离,便于计数。本实验即是通过统计经过 EIT 脉冲光作用后,原子气体中剩余原子的数量来反映原子气体对探测光的吸收。剩余原子数量越少,说明原子气体对探测光的吸收越强。

为获得 EIT 谱线,需要扫描探测光的频率,方法如下。探测光和耦合光分别由两台半导体

激光器(Toptica,DL100)产生。图 1(d)示意地表示了两台激光器的锁定情况。其中一台激光器作为主激光器,通过饱和吸收技术进行稳频。主激光器输出的光作为耦合光。另一台激光器作为从激光器,通过锁相环技术(Optical phase-locked loop, OPL)^[20]将其频率锁定在主激光器上。从激光器输出的光作为探测光。锁相环部分生成的反馈信号作用到从激光器上,使从激光器与主激光器有一个固定的频率差(差频线宽在 Hz 量级)。并且频率差可通过调节锁相环部分的微波信号源的频率而改变。因此实验上可通过锁相环扫描探测光的频率。

2 实验结果与分析

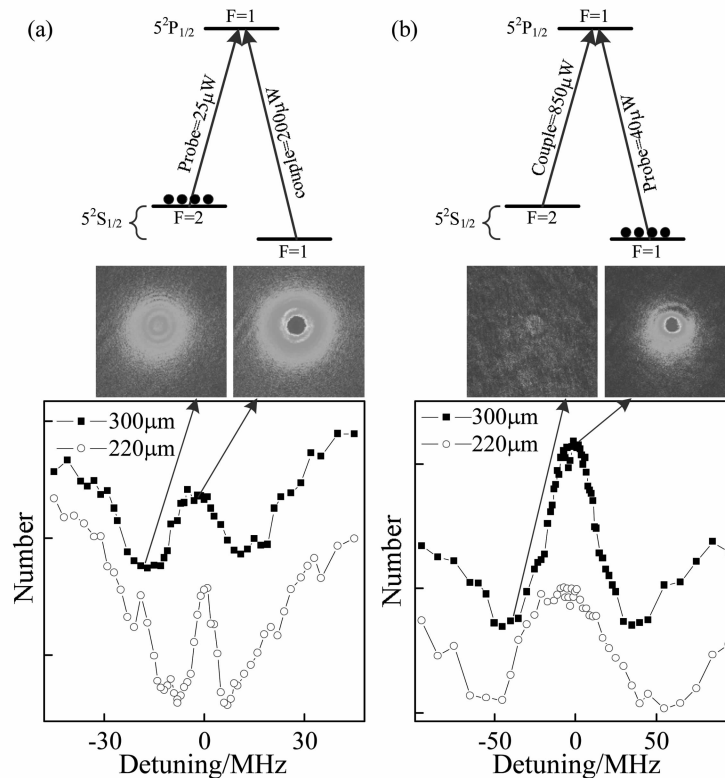


Fig 2 EIT spectrum for atoms in $|2,2\rangle$ (Fig (a)) and $|1,1\rangle$ (Fig (b)) state. Two cases with different diameter of couple light are measured

图 2 实验测量的 EIT 谱线。(a) 原子在 $|2,2\rangle$ 态;(b) 原子在 $|1,1\rangle$ 态。上下两条谱线分别是耦合光光斑为 $300\ \mu\text{m}$ 和 $220\ \mu\text{m}$ 时的测量结果

图 2 是测量的实验结果,横轴是探测光的失谐,纵轴是剩余原子数目(已约化)。图 2(a)是原子在 $|2,2\rangle$ 态时的测量结果,其中探测光激发 $5S_{1/2}$ 能级 $|2,2\rangle$ 态到 $5P_{1/2}$ 能级 $|1,1\rangle$ 态跃迁,功率为 $25\ \mu\text{W}$,在原子处光斑大小为 $600\ \mu\text{m}$;耦合光激发 $5S_{1/2}$ 能级 $|1,1\rangle$ 态到 $5P_{1/2}$ 能级 $|1,1\rangle$ 态跃迁,功率为 $200\ \mu\text{W}$ 。耦合光的光斑有两种大小,如图 1(d)所示,第一路耦合光与探测光夹角为 56° ,光斑大小为 $300\ \mu\text{m}$;第二路耦合光与探测光夹角为 180° ,光斑大小为 $220\ \mu\text{m}$ 。实验测量了分别采用两路耦合光驱动原子跃迁时的 EIT 谱线。采集数据时,探测光频率在 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 到 $5P_{1/2}$ ($F=1$) 跃迁附近扫描,耦合光与 $5S_{1/2}$ ($F=1$) 到 $5P_{1/2}$ ($F=1$) 跃迁保持共振。可看出当探测光和耦合光满足双光子共振条件时,剩余原子较多,说明原子气体对探测光的吸收被耦合光减弱,此时存在 EIT 效应。图 2(a) 上端两幅图分别是 EIT 窗口外和窗口内的吸收成像图。由吸收成像图可看出,在 EIT 窗口内,原子处于“暗态”,EIT 脉冲光对原子的加热效应较小。图 2(b) 是原子在 $|1,1\rangle$ 态时的测量结果,其中探测光激发 $5S_{1/2}$ 能级 $|1,1\rangle$ 态到 $5P_{1/2}$ 能级 $|1,1\rangle$ 态跃迁,功率为 $40\ \mu\text{W}$,在原子处光斑大小为 $600\ \mu\text{m}$;耦合光激发 $5S_{1/2}$ 能级 $|2,1\rangle$ 态到 $5P_{1/2}$ 能级 $|1,1\rangle$ 态跃迁,功率为 $850\ \mu\text{W}$ 。如同测量图 2(a) 中两条谱线的情形,耦合光的光斑有两种大小,其中,第一路耦合光光斑大小为 $300\ \mu\text{m}$,第二路耦合光光斑大小为 $220\ \mu\text{m}$ 。探测光频率在 $5S_{1/2}$ ($F=1$) 到 $5P_{1/2}$ ($F=1$) 跃迁附近扫描,耦合光与 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 到 $5P_{1/2}$ ($F=1$) 跃迁共振。两条谱线分别是采用第一路与第二路耦合光时的结果。图 2(b) 上端两幅图分别是双光子失谐与共振处的吸收成像图。由图 2(b) 中的谱线与吸收成像图可知,原子在 $|1,1\rangle$ 态时,仍然存在 EIT 效应。

比较图(2)中的 EIT 谱线可见,当分别采用两路耦合光进行实验时,谱线的线型发生变化。

当原子处在 $|2,2\rangle$ 态时,采用二路耦合光的谱线线型较窄;当原子处在 $|1,1\rangle$ 态时,采用一路耦合光的谱线线型较窄。虽然两路耦合光与探测光的夹角不同,但是夹角对线型的影响^[21-24]总是源于剩余多普勒展宽(residual Doppler width)对探测光与耦合光夹角的依赖。而对于 BEC 中的原子,可以不再考虑热运动,因此 EIT 谱线不再受多普勒展宽影响。图 2 中 EIT 谱线线宽的变化应是由耦合光的光斑大小,或者说经过透镜后耦合光的会聚程度造成的。光学偶极阱中的原子团被探测光与耦合光完全覆盖,并且探测光光斑大于耦合光光斑,当原子从耦合光区域移出时,将会迅速被探测光加热然后脱离原子团。另外,耦合光虽然不能直接驱动探测光所驱动的跃迁能级,但是能够通过探测光能级对原子施加偶极力。当耦合光频率大于探测光频率时,耦合光所产生的偶极力为排斥力;当耦合光频率小于探测光频率时,耦合光所产生的偶极力为吸引力。耦合光的光斑越小,偶极力越大。对于 $|2,2\rangle$ 态原子,当耦合光光斑较小时,原子与耦合光相互作用区域较小,并且受到耦合光较大的排斥力,因此原子容易从耦合光区域移出,从而被探测光加热。相应于图 2(a) 中的谱线就是,采用二路耦合光(光斑较小)时,谱线的吸收背景凹陷较深,EIT 透射峰较窄。对于 $|1,1\rangle$ 态原子,当耦合光光斑较小时,原子与耦合光相互作用区域较小,但此时受到耦合光的吸引力较大。由于偶极力与光斑大小的平方成反比,原子在耦合光区域的渡越时间与光斑大小成正比,因此偶极力的变化影响更大。综合渡越时间与偶极力两种效应,对于 $|1,1\rangle$ 态原子,耦合光光斑较小时,原子有更多时间与耦合光相互作用,最终由于 EIT 效应而被保留下来,因此 EIT 谱线较宽。总之,耦合光的会聚程度以及相应偶极力的类型显著影响 EIT 谱线线型。

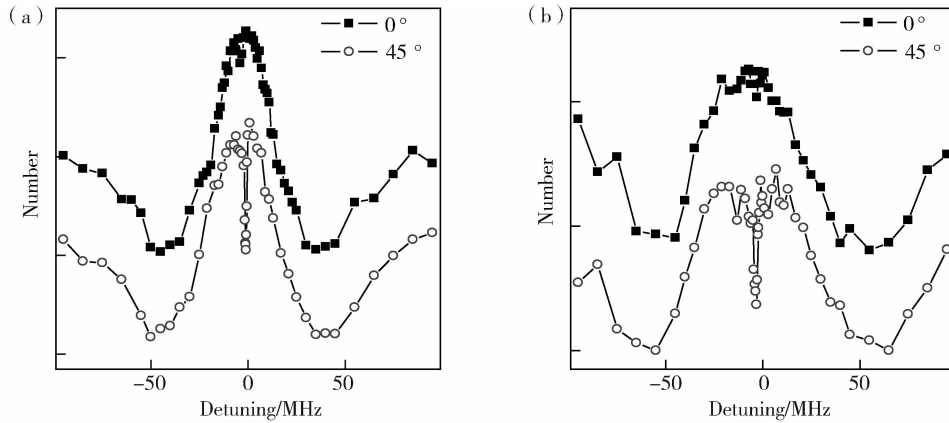


Fig 3 Effect of polarization of probe light on EIT spectrum. (a) Diameter of couple light is 300 μm . (b) Diameter of couple light is 220 μm

图 3 探测光偏振对谱线的影响。图(a) 耦合光光斑为 300 μm ,图(b) 耦合光光斑为 220 μm

在用 $|1, 1\rangle$ 态原子观测 EIT 现象时, 实验观察到, 调节探测光的偏振方向, 可使 EIT 的透明窗口出现线宽极小的吸收线。图 3(a) 是旋转探测光偏振方向时, 测量的 EIT 谱线, 采用了一路耦合光(光斑较大), 测量条件除探测光偏振方向外与图 2(b) 相同。探测光为 Z 方向(量子化方向)的线偏光时(图中标记为 0°), 观察到 EIT 效应; 将探测光偏振方向旋转 45° (图中标记为 45°) 时, 在 EIT 透射峰中心, 原子大量损失, 谱线出现线宽极窄的吸收线。图 3(b) 是采用二路耦合光(光斑较小)时, 测量的 EIT 谱线, 仍然可见随着探测光偏振方向的旋转, EIT 透明窗口出现线宽极窄的吸收线。吸收线的位置满足严格的双光子共振条件。进一步分析可知, 吸收线处的原子损耗是由 Raman 跃迁造成的。

如图 4(a) 所示, 当探测光和耦合光偏振方向都是 Z 方向(量子化方向)的线偏光时, 探测光和耦合光均只能激发 π 跃迁。其中, 探测光激发 $5S_{1/2}(F=1, m_F=1)$ 到 $5P_{1/2}(F=1, m_F=1)$ 跃迁, 耦合光激发 $5S_{1/2}(F=2, m_F=1)$ 到 $5P_{1/2}(F=1, m_F=1)$ 跃迁, 构成 Λ 型三能级结构, 可观察到 EIT 现象。当旋转探测光偏振方向时, 探测光有一定分量可激发 σ^+/σ^- 跃迁。此时, 探测光可激发 $5S_{1/2}(F=1, m_F=1)$ 到 $5P_{1/2}(F=2, m_F=2)$ 跃迁, 相应耦合光可激发 $5S_{1/2}(F=2, m_F=2)$ 到 $5P_{1/2}(F=2, m_F=2)$ 跃迁。由于此时探测光和耦合光都是远离跃迁共振频率的, 因而原子并不能

通过吸收一个光子由基态跃迁到激发态 $5P_{1/2}(F=2, m_F=2)$ 。但是, 当探测光和耦合光满足双光子共振条件时, 即探测光与耦合光的频率差严格等于能级 $5S_{1/2}(F=2)$ 与能级 $5S_{1/2}(F=1)$ 之间的频率差时, 探测光与耦合光可激发双光子 Raman 跃迁。在 Raman 跃迁过程中, 原子由 $|1, 1\rangle$ 态转移到 $|2, 2\rangle$ 态, 并获得双光子转移量 $\mathbf{P} = \hbar(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_c)$, 其中 \mathbf{k}_p 是探测光光子动量, \mathbf{k}_c 是耦合光光子动量。

图 4(b) 和 4(c) 是在双光子共振频率附近精细扫描探测光频率的结果。探测光是线偏光, 偏振方向与 Z 方向成 45° 角。探测光与耦合光夹角为 180° 。测量时加上了梯度磁场(Stern-Gerlach 磁场), 用以区分处在不同 Zeeman 子能级上的原子。吸收成像的飞行时间为 30 ms。图 4(b) 统计的是由 $|1, 1\rangle$ 态转移到 $5S_{1/2}(F=2)$ 能级上原子的数目。图中一条谱线对应于耦合光锁定在 $5S_{1/2}(F=2)$ 到 $5P_{1/2}(F=1)$ 与 $5P_{1/2}(F=2)$ 交叉线上。另一条谱线对应于耦合光锁定在 $5S_{1/2}(F=2)$ 到 $5P_{1/2}(F=1)$ 跃迁线上。两条谱线峰值位置重合, 表明了 Raman 跃迁过程的存在。图 4(c) 是测量时的吸收成像图。其中左侧一组图对应的是耦合光锁定在 $5S_{1/2}(F=2)$ 到 $5P_{1/2}(F=1)$ 跃迁线上, 右侧一组图对应的是耦合光锁定在 $5S_{1/2}(F=2)$ 到 $5P_{1/2}(F=1)$ 与 $5P_{1/2}(F=2)$ 交叉线上。在吸收成像图中, 上边原子数目较多的原子团是 $|1, 1\rangle$ 态的原子, 下边原子数目较少的原子

团是处在 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 能级的塞曼 (Zeeman) 子能级上的原子。 $|1, 1\rangle$ 态的原子与 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 能级上的原子在吸收成像图中上下分开 (成像光路在竖直方向, 实际动量传递在水平方向), 是因为在 Raman 跃迁过程中, 原子获得了光子传递的动量。 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 能级上各 Zeeman 子能级上的原子相互分开, 是因为在梯度磁场中, 不同 Zeeman 子能级上的原子受到的力不同。 比较左右两侧吸收成像图可以发现, 耦合光与 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 到 $5P_{1/2}$ ($F=1$) 跃迁共振时, Raman 过程转移的原子较少。 这是因为较强的共振耦合光加热了转移

过来的原子, 因此通常 Raman 跃迁实验总是选择大失谐的耦合光^[25,26]。 实验中, $|1, 1\rangle$ 态的原子之所以能够转移到多个 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 能级 Zeeman 子能级上, 是因为探测光与耦合光实际上可以与多个 Zeeman 子能级形成耦合。 在磁场中, Zeeman 能级不再简并, 因此转移到不同 Zeeman 子能级上需要不同探测光频率。 由上述分析可见, Raman 跃迁过程不仅涉及不同的自旋态, 也涉及动量传递。 基于 Raman 跃迁过程可以构造自旋-轨道耦合实验^[27,28]。

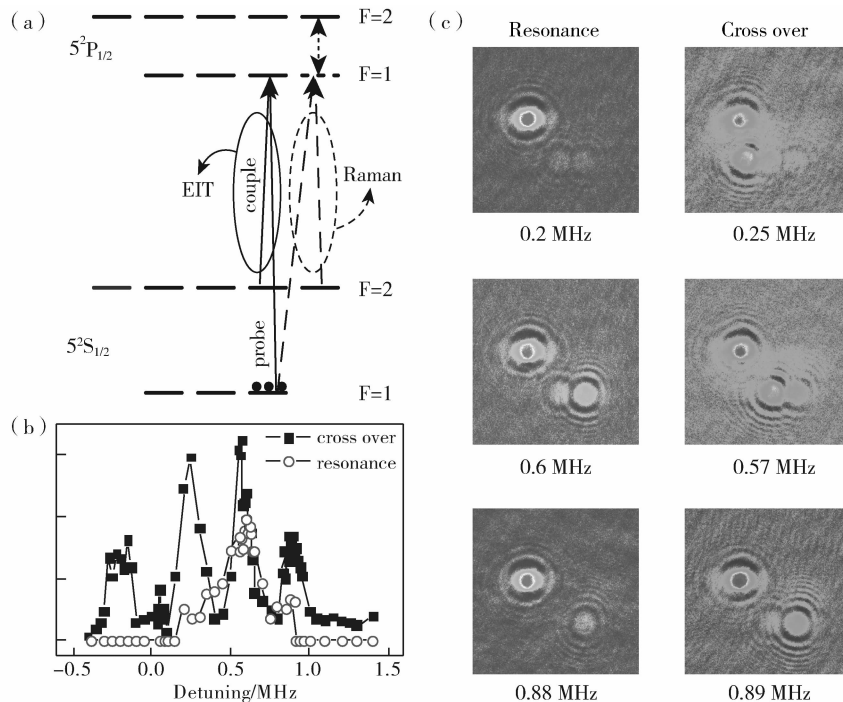


Fig 4 Raman transition. (a) Atomic levels in EIT scheme (solid line) and Raman transition (dashed line). (b) Number of atoms transferred from $|1, 1\rangle$ state to $5S_{1/2}$ ($F=2$) level through Raman transition. (c) Absorption imaging pictures showing Raman transition

图 4 拉曼跃迁过程。(a) EIT 机制 (实线) 与拉曼跃迁机制 (虚线) 的原子能级。(b) 拉曼跃迁过程中, 由 $|1, 1\rangle$ 态转移到 $5S_{1/2}$ ($F=2$) 能级上原子的数目。(c) 拉曼跃迁过程中原子气体的吸收成像图

3 总结

通过原子气体的吸收成像, 我们在 ^{87}Rb 原子 D1 线上观察到 BEC 中的 EIT 现象。这一结果为不易运用探测光透射光谱观测原子介质中 EIT 现象的研究情形提供了参考。特别地, 我们在 EIT 的透明窗口中观测到 Raman 跃迁过程。在

EIT 过程和 Raman 过程中, 不同偏振的探测光感受到不同的色散性质, 通过介质后, 将有不同的相位延迟, 因此 EIT 过程和 Raman 过程相结合可构造探测光偏振的光致旋转。EIT 效应与 Raman 跃迁过程的结合为研究光减速和光放大等非线性光学问题提供了更丰富的调控手段^[29]。

参考文献:

- [1] Schmidt O, Wynands R, Hussein Z, *et al.* Steep Dispersion and Group Velocity below $c/3000$ in Coherent Population Trapping[J]. *Phys Rev A*, 1996, **53**(1): 27-30. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.53.R27>.
- [2] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, *et al.* Storage of Light in Atomic Vapor [J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **86**(5): 783-786. DOI: 10.1103/PhysRevLett.86.783.
- [3] Fleischhauer M, Lukin M D. Dark-state Polaritons in Electromagnetically Induced Transparency[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, **84**(22): 5094-5097. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5094>.
- [4] Matsukevich D N, Chanelière T, Jenkins S D, *et al.* Observation of Dark State Polariton Collapses and Revivals[J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**(3): 033601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.033601.
- [5] Schnorrberger U, Thompson J D, Trotzky S, *et al.* Electromagnetically Induced Transparency and Light Storage in an Atomic Mott Insulator [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**(3): 033003. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.033003.
- [6] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, *et al.* Observation of Coherent Optical Information Storage in an Atomic Medium Using Halted Light Pulses [J]. *Nature*, 2001, **409**: 490-493. DOI: 10.1038/35054017.
- [7] Turukhin A V, Sudarshanam V S, Shahriar M S, *et al.* Observation of Ultraslow and Stored Light Pulses in a Solid [J]. *Phys Rev Lett*, 2002, **88**(2): 023602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.023602.
- [8] Chanelière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, *et al.* Storage and Retrieval of Single Photons Transmitted between Remote Quantum Memories [J]. *Nature*, 2005, **438**: 833-836. DOI: 10.1038/nature04315.
- [9] Eisaman M D, André A, Massou F, *et al.* Electromagnetically Induced Transparency with Tunable Single-photon Pulses [J]. *Nature*, 2005, **438**: 837-841. DOI: 10.1038/nature04327.
- [10] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R, *et al.* Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor [J]. *Science*, 1995, **269**: 198-201. DOI: 10.1126/science.269.5221.198.
- [11] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R, *et al.* Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, **75**(22): 3969-3973. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.3969>.
- [12] Weber T, Herbig J, Mark M, *et al.* Bose-Einstein Condensation of Cesium [J]. *Science*, 2003, **299**: 232-235. DOI: 10.1126/science.1079699.
- [13] Riedl S, Lettner M, Vo C, *et al.* Bose-Einstein Condensate as a Quantum Memory for a Photonic Polarization Qubit [J]. *Phys Rev A*, 2012, **85**(2): 022318. DOI: 10.1103/PhysRevA.85.022318.
- [14] Krasteva A, Ray B, Slavov D, *et al.* Observation and Theoretical Simulation of Electromagnetically Induced Transparency and Enhanced Velocity Selective Optical Pumping in Cesium Vapour in a Micrometric Thickness Optical Cell [J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2014, **47**: 175004. DOI: 10.1088/0953-4075/47/17/175004.
- [15] Wang J, Zhu Y, Jiang K J, *et al.* Bichromatic Electromagnetically Induced Transparency in Cold Rubidium Atoms [J]. *Phys Rev A*, 2003, **68**(6): 063810. DOI: 10.1103/PhysRevA.68.063810.
- [16] Wu J H, Liu Y, Ding D S, *et al.* Light Storage Based on Four-wave Mixing and Electromagnetically Induced Transparency in Cold Atoms [J]. *Phys Rev A*, 2013, **87**(1): 013845. DOI: 10.1103/PhysRevA.87.013845.
- [17] Wei D, Chen J F, Loy M M T, *et al.* Optical Precursors with Electromagnetically Induced Transparency in Cold Atoms [J]. *Phys Rev Lett*, 2009, **103**(9): 093602. DOI: 10.1103/PhysRevLett.103.093602.
- [18] 陈良超, 孟增明, 王鹏军. ^{87}Rb 玻色-爱因斯坦凝聚体的快速实验制备 [J]. *物理学报*, 2017, **66**(8): 083701. DOI: 10.7498/aps.66.083701.
- [19] Li Y F, Sun J F, Zhang X Y, *et al.* Laser-induced Double-dark Resonances and Double-transparencies in a Four-level System [J]. *Opt Commun*, 2002, **202**: 97-102. DOI: 10.1016/S0030-4018(02)01072-6.
- [20] 孟增明, 黄良辉, 彭鹏, 等. 光学相位锁定激光在原子玻色-爱因斯坦凝聚中实现拉曼耦合 [J]. *物理学报*, 2015, **64**(24): 0243202. DOI: 10.7498/aps.64.243202.
- [21] Shuker M, Firstenberg O, Pugatch R, *et al.* Angular Dependence of Dicke-narrowed Electromagnetically Induced Transparency Resonances [J]. *Phys Rev A*, 2007, **76**(2): 023813. DOI: 10.1103/PhysRevA.76.023813.
- [22] Carvalho P R S, Araujo L E E D, Tabosa J W R. Angular Dependence of an Electromagnetically Induced Transparency

- Resonance in a Doppler-broadened Atomic Vapor[J]. *Phys Rev A*, 2004, **70**(6):063818. DOI:10.1103/PhysRevA.70.063818.
- [23] Ye C Y, Zibrov A S. Width of the Electromagnetically Induced Transparency Resonance in Atomic Vapor[J]. *Phys Rev A*, 2002, **65**(2):023806. DOI:10.1103/PhysRevA.65.023806.
- [24] Firstenberg O, Shuker M, Benkish A, *et al.* Theory of Dicke Narrowing in Coherent Population Trapping[J]. *Phys Rev A*, 2007, **76**(1):013818. DOI:10.1103/PhysRevA.76.013818.
- [25] Wang P J, Fu Z K, Huang L H, *et al.* Momentum-resolved Raman Spectroscopy of a Noninteracting Ultracold Fermi Gas[J]. *Phys Rev A*, 2012, **85**(5):053626. DOI:10.1103/PhysRevA.85.053626.
- [26] Fu Z K, Wang P J, Huang L H, *et al.* Momentum-resolved Raman Spectroscopy of Bound Molecules in Ultracold Fermi Gas [J]. *Phys Rev A*, 2012, **86**(3):033607. DOI:10.1103/PhysRevA.86.033607.
- [27] Lin Y J, Jiménez-García K, Spielman I B. Spin-orbit-coupled Bose-Einstein Condensates [J]. *Nature*, 2011, **471**:83-86. DOI:10.1038/nature09887.
- [28] Wang P J, Yu Z Q, Fu Z K, *et al.* Spin-orbit Coupled Degenerate Fermi Gases [J]. *Phys Rev Lett*, 2012, **109**(9):095301. DOI:10.1103/PhysRevLett.109.095301.
- [29] Payne M G, Deng L. Extremely Slow Propagation of a Light Pulse in an Ultracold Atomic Vapor: a Raman Scheme without Electromagnetically Induced Transparency [J]. *Phys Rev A*, 2001, **64**(3):031802. DOI:10.1103/PhysRevA.64.031802.

Electromagnetically Induced Transparency in ^{87}Rb Bose-Einstein Condensate

CHEN Liang-chao^{1,2}, YANG Guang-yu^{1,2}, MENG Zeng-ming^{1,2},
HUANG Liang-hui^{1,2}, WANG Peng-jun^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices,
Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China;

2. Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

Abstract: We have observed electromagnetically induced transparency in ^{87}Rb Bose-Einstein condensate when measuring the loss effect introduced by probe light on ultracold atomic gases in the method of absorption imaging. As an alternative way of a usual method, which measures the transmission spectrum of probe light to verify the EIT effect, this method we take is specially suitable for ultracold atomic gases which is very likely to be destroyed by external perturbation. We find that the lineshape of EIT spectrum is relied on the divergence of couple light which is focused by a lens. When rotating the polarization of probe light, Raman transition appears in the peak of EIT spectrum. Raman transition introduces quite narrow absorption line in EIT window. Compared with EIT effect, Raman transition leads to a much more steep dispersion curve of probe light, so a better slow-light effect can be achieved. Furthermore, since probe light in different polarization experiences different absorption and dispersion property in the condition of two-photon resonance, optical switching and optical rotation of probe beam's polarization can be constructed.

Key words: electromagnetically induced transparency; Raman transition; Bose-Einstein condensate