

铷蒸气 Λ -型系统中的受激 Raman 谱与光泵效应*

裴丽娅 王如泉 左战春 吴令安 傅盘铭†

(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

(2013年1月24日收到; 2013年3月12日收到修改稿)

从理论和实验上研究了 ^{85}Rb 原子蒸气 D1 线系统中的受激 Raman 现象. 在 Λ -型能级系统中, 抽运光对弱探测光的影响有两部分: 受激 Raman 激发和光泵效应. 在一定的抽运光强度和失谐量条件下, 受激 Raman 谱表现为增益谱或损耗谱; 以光泵效应导致的吸收谱为背景时, 便分别形成了窄线宽透明窗口或线宽差异很大的吸收双线. 理论模拟和实验结果基本符合. 基于这些研究, 从新的角度阐述了在 Λ -型系统中的电磁感应透明和 Autler-Townes 分裂这两个重要现象与受激 Raman 谱之间的关系.

关键词: 受激 Raman 谱, 光泵效应, 电磁感应透明, 吸收双线

PACS: 42.65.-k, 42.50.Gy, 42.65.Dr, 32.80.Xx

DOI: 10.7498/aps.62.124208

1 引言

相干 Raman 是一个在 20 世纪 60 年代就被发现的物理现象. 当两束入射激光的频率差被调节在介质的 Raman 频率处时, 即可产生介质的相干 Raman 激发. 在 Λ -型能级系统中, 通过检测探测光的强度变化, 可以验证抽运光与弱探测光诱导产生的相干 Raman 过程.

电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 自 1991 年^[1] 被发现以来, 近些年受到广泛的关注. EIT 是一种原子相干效应, 其重要性主要来自于: 在原子共振频率处光的吸收被减小甚至消除, 以及光的折射率有非常陡峭的变化. EIT 在很多方面有重要的应用, 譬如非线性光学过程增强^[2]、光减慢和光存储^[3-5] 以及量子信息处理^[6-9].

EIT 与 Raman 现象有着很强的关联. Harris 等^[10] 利用 EIT 制备 Pb 原子蒸气中 Raman 跃迁处的最大原子相干; 并且由 EIT 制备的强驱动分子相干, 被用于产生超短辐射脉冲^[11]. Harada 等^[12] 研究了不同原子蒸气密度中 EIT 与受激 Raman 散射

的竞争关系. 本文提出 Λ -型能级系统中的 EIT, 实际上是受激 Raman 谱 (stimulated Raman spectrum, SRS) 对由介质产生的线形吸收进行补偿的结果. 多普勒系统中的 Λ -型 EIT 已经被一些研究小组研究过, 人们已经观察到处于多普勒展宽线形吸收背景之上的 EIT 窗口^[13-15]. 但是, 抽运光引起的两个基态的粒子数重新布居所带来的另一种线形吸收——光泵效应导致的吸收谱 (optical pumping spectrum, OPS), 却没有得到清晰的观察. 在实际过程中, OPS 同 SRS 一样都是受抽运光强度和失谐量的影响, 它们和多普勒展宽谱一起决定了常规 EIT 谱的表现.

在实验上, 本文通过利用锁相放大器清晰地检测出了弱探测光经过介质时仅由抽运光诱导所产生的谱线: SRS 和 OPS. 在 Λ -型能级系统中, 当取抽运光共振时, SRS 表现为增益谱, 其以共振 OPS 为背景, 便形成了窄线宽透明窗口; 而当取抽运光大失谐时, SRS 表现为损耗谱, 其会脱离非共振 OPS 的背景, 便形成了线宽差异很大的吸收双线. 这两种情形分别是 EIT 和 Autler-Townes(AT) 双线^[14,15] 被滤除多普勒展宽线形吸收背景后的结果.

* 国家自然科学基金 (批准号: 10974252, 11274376, 60978002)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2010CB922904) 和国家高技术研究发展计划 (批准号: 2011AA120102) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: pmfu@aphy.iphy.ac.cn

2 理论

考虑 ^{85}Rb 原子 D1 线能级系统, 如图 1 所示. $|0\rangle$ 和 $|2\rangle$ 为两个基态; $|1\rangle$ 与 $|1'\rangle$ 均为激发态.

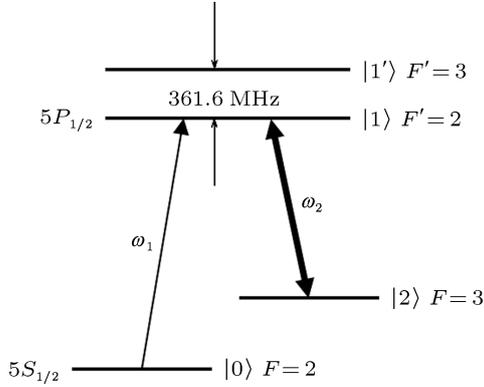


图 1 ^{85}Rb 原子 D1 线能级系统

与原子能级系统相互作用的抽运光场和探测光场, 分别记为 $\mathbf{E}_2 = \varepsilon_2 e^{-i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})}$ (作用于态 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间) 和 $\mathbf{E}_1 = \varepsilon_1 e^{-i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})}$ (作用于态 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间). 记 Ω_1 和 Ω_2 分别代表激发态 $|1\rangle$ 与基态 $|0\rangle, |2\rangle$ 之间的原子跃迁频率, 则原子跃迁频率与激光场频率的失谐可以记为 $\Delta_i = \Omega_i - \omega_i (i = 1, 2)$. 这里, 两个激发态 $|1\rangle$ 与 $|1'\rangle$ 之间的能级间隔 $\Delta' = 361.6 \text{ MHz}$. 在这个系统中, 光场与原子相互作用的有效哈密顿量, 经正则变换后为

$$H = \hbar\Delta_1 |1\rangle\langle 1| + \hbar(\Delta_1 + \Delta') |1'\rangle\langle 1'|$$

$$\rho_{20} = \frac{(iG_1)(iG_2) \left\{ \left[\frac{1}{-i\Delta_1 - \Gamma_{10}} + \frac{1}{-i(\Delta_1 + \Delta') - \Gamma_{10}} \right] \rho_{00} + \left[\frac{1}{i\Delta_2 - \Gamma_{10}} + \frac{1}{i(\Delta_2 + \Delta') - \Gamma_{10}} \right] \rho_{22} \right\}}{-[i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}] + |G_2|^2 \left[\frac{1}{-i\Delta_1 - \Gamma_{10}} + \frac{1}{-i(\Delta_1 + \Delta') - \Gamma_{10}} \right]}, \quad (4a)$$

这里, $G_i = \mu_i E_i / \hbar (i = 1, 2)$ 为光场与原子相互作用的耦合系数. 当公式中的 Δ' 足够大时, 原子系统简化成理想的三能级系统, 此时:

$$\rho_{20} = \frac{-G_1 G_2}{[i\Delta_1 + \Gamma_{10}][i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}] + |G_2|^2} \times \left(\rho_{00} - \frac{i\Delta_1 + \Gamma_{10}}{i\Delta_2 - \Gamma_{10}} \rho_{22} \right). \quad (4b)$$

在多普勒系统中, 失谐量分别替换如下: $\Delta_1 \rightarrow \Delta_1 + k_1 v$, $\Delta_2 \rightarrow \Delta_2 + k_2 v$, 其中 $k_1 \approx k_2 = k$. 之后, 将多原子系统对速度积分, 速度在一个方向上的分布取高斯形式. 在这里, 多普勒展宽的线宽大约为 510 MHz.

$$\begin{aligned} & + \hbar(\Delta_1 - \Delta_2) |2\rangle\langle 2| - [\mu_1 E_1 |1\rangle\langle 0| \\ & + \mu_{1'} E_1 |1'\rangle\langle 0| + \mu_2 E_2 |2\rangle\langle 1| \\ & + \mu_{2'} E_2 |2\rangle\langle 1'| + \text{H.c.}], \end{aligned} \quad (1)$$

其中, $\mu_1 (\mu_{1'})$ 和 $\mu_2 (\mu_{2'})$ 分别为激发态 $|1\rangle$ ($|1'\rangle$) 与基态 $|0\rangle, |2\rangle$ 之间的偶极矩阵元, 这里做近似 $\mu_1 \approx \mu_{1'}$ 以及 $\mu_2 \approx \mu_{2'}$. 与探测光信号有关的密度矩阵元 ρ_{10} ($\rho_{1'0}$), 可以通过求解下面的密度矩阵方程得到:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \left(\frac{d\rho}{dt} \right)_{\text{relax}}. \quad (2)$$

令 Γ_{10} 和 Γ_{20} 分别表示激发态与基态以及两基态之间的横向弛豫率; γ 与 γ_0 分别为激发态与基态以及两基态之间的纵向弛豫率. 取方程 (2) 的稳态解, 再做近似 $\rho_{00}, \rho_{22} \gg \rho_{11}, \rho_{1'1'}$, 在弱探测光条件下, 我们得到与探测信号相关的矩阵元表达式 (分别对应两个激发态能级):

$$\rho_{10} = \frac{iG_2^*}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \rho_{20} + \frac{iG_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \rho_{00}, \quad (3a)$$

以及

$$\begin{aligned} \rho_{10} &= \frac{iG_2^*}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}} \rho_{20} \\ &+ \frac{iG_1}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}} \rho_{00}, \end{aligned} \quad (3b)$$

其中

2.1 光泵效应

我们同样通过求解密度矩阵方程, 可以得到原子基态上的粒子数分布:

$$\rho_{00} = \frac{Q |G_2|^2 / R + \gamma_0}{Q |G_2|^2 / R + 2\gamma_0}, \quad (5)$$

$$\rho_{22} = \frac{\gamma_0}{Q |G_2|^2 / R + 2\gamma_0}, \quad (6)$$

其中

$$Q = \Gamma_{10} \left[\frac{1}{\Gamma_{10}^2 + \Delta_2^2} + \frac{1}{\Gamma_{10}^2 + (\Delta_2')^2} R \right],$$

$$R = 1 + \frac{|G_2|^2 \Gamma_{10}}{\Gamma_{10}^2 + \Delta_2^2 \gamma}.$$

公式 (3a) 和 (3b) 第二项均表示的是包含光泵效应 (抽运光打开时) 的线形吸收过程. 当抽运光关闭时, 其表达的是弱探测光经过介质时所产生的多普勒展宽线性吸收谱. 可以看出, 线形吸收过程受粒子数分布 ρ_{00} 的影响, 而 ρ_{00} 可以通过调节抽运光的强度和失谐量来控制, 令 $\Delta\rho_{00} = \rho_{00}(|G_2|) - \rho_{00}(|G_2| = 0)$, 则:

$$\Delta\rho_{00} = \frac{Q|G_2|^2}{2Q|G_2|^2 + 4R\gamma_0}. \quad (7)$$

这样, 我们可以给出与 OPS 相关的矩阵元表达式:

$$\rho_{10}^{\text{ops}} = \frac{iG_1}{i\Delta_1 + \Gamma_{10}} \Delta\rho_{00}, \quad (8a)$$

以及

$$\rho_{1'0}^{\text{ops}} = \frac{iG_1}{i(\Delta_1 + \Delta') + \Gamma_{10}} \Delta\rho_{00}. \quad (8b)$$

我们来讨论一下 (8a) 与 (8b) 式的极值问题. 在多普勒系统中, 与 ρ_{10}^{ops} 相关的共振条件为 $\Delta_1 + kv = \Delta_2 + kv = 0$ 和 $\Delta_1 + kv = \Delta_2 + kv + \Delta' = 0$; 与 $\rho_{1'0}^{\text{ops}}$ 相关的共振条件为 $\Delta_1 + kv + \Delta' = \Delta_2 + kv = 0$ 和 $\Delta_1 + kv + \Delta' = \Delta_2 + kv + \Delta' = 0$. 当取抽运光共振 ($\Delta_2 = 0$) 时, 对应激发态 $|1\rangle$ 与 $|1'\rangle$, 共振抽运速度分别为 $kv = 0, -\Delta'$ 的原子群, 将原子从基态 $|2\rangle$ 转移到基态 $|0\rangle$ 上. 当探测光扫描到 $\Delta_1 = 0, \Delta'$ 时, 分别被速度 $kv = 0, -\Delta'$ 的原子群对应于态 $|1\rangle$ 而共振吸收; 而当探测光扫描到 $\Delta_1 = -\Delta', 0$ 时, 分别被速度 $kv = 0, -\Delta'$ 的原子群对应于态 $|1'\rangle$ 而共振吸收. 从而, OPS 谱的最终表现为由两个激发态导致的三个 OPS 峰分别位于 $\Delta_1 = 0, \pm\Delta'$ ($\Delta' = 361.6$ MHz).

2.2 受激 Raman 谱

为简化问题, 我们先忽略激发态能级 $|1'\rangle$. 此时, (3a) 式第一项表达的是三能级系统中的受激 Raman 过程, 与 SRS 有关的原子极化 (用极点形式表示) 可写成:

$$P_{10}^{\text{SRS}} = \frac{N\mu_1 G_1 |G_2|^2}{(\Delta_1 - \tilde{\Delta}_+) (\Delta_1 - \tilde{\Delta}_-) (\Delta_1 - i\Gamma_{10})}, \quad (9)$$

此处, 已做近似 $\rho_{00} \simeq 1$ (在 $\Gamma_{10}G_2^2 / (\Gamma_{10}^2 + \Delta_2^2) \gg \gamma_0$ 条件下成立). 其中:

$$\tilde{\Delta}_{\pm} = \frac{1}{2} [\Delta_2 + i(\Gamma_{10} + \Gamma_{20})]$$

$$\pm \frac{1}{2} \sqrt{[\Delta_2 - i(\Gamma_{10} - \Gamma_{20})]^2 + 4|G_2|^2}. \quad (10)$$

(9) 式三个极点的特性是很不一样的. 极点 $\tilde{\Delta}_{\pm}$ 对应的是基态 $|0\rangle$ 到缀饰态 $|\pm\rangle$ 的跃迁, 进而诱导产生 Raman 相干 ρ_{20} . 从 (3a) 式可以看出, 在 $\Delta_1 = i\Gamma_{10}$ 的极点表示的是: 在 Raman 相干形成之后, 与 SRS 相关的原子极化共振发生在 $\Delta_1 = 0$.

再看受激 Raman 过程的发生. 首先, 两光场与原子介质相互作用会诱导产生基态 $|0\rangle$ 与 $|2\rangle$ 之间的原子 Raman 相干 ρ_{20} ; 当形成的原子相干进一步与抽运光相互作用时, 就会在单光子共振 ($\Delta_1 = 0$) 处放出受激 Raman 散射光子, 从而对探测光提供增益, 称为 Raman 增益. 而原子相干 ρ_{20} 的建立, 是通过从态 $|0\rangle$ 到 $|2\rangle$ 的两光子跃迁来完成的, 需要吸收 $\Delta_1 = \Delta_{\pm}(\tilde{\Delta}_{\pm}$ 的实部) 处的探测光子, 此过程称为 Raman 损耗. 当抽运光共振 ($\Delta_2 = 0$) 时, 系统的缀饰态位于 $\Delta_1 = \pm|G_2|$ 处; 而当抽运光大失谐 ($\Delta_2 \gg G_2, \Gamma_{10}$) 时, 系统的缀饰态位于 $\Delta_1 \approx -|G_2|^2/\Delta_2$ 和 $\Delta_1 \approx \Delta_2 + |G_2|^2/\Delta_2$ 处. 此外, Raman 增益谱的线宽主要是与激发态能级线宽有关, 故其在自然线宽量级; 而 Raman 损耗谱的线宽主要是与缀饰态线宽^[16] 有关.

最后, 讨论 Rb 蒸气系统中激发态 $|1'\rangle$ 产生的影响. 当抽运光取共振时, 其对激发态 $|1'\rangle$ 失谐为 Δ' ($\Delta' = 361.6$ MHz), 此时由激发态 $|1'\rangle$ 产生的 Raman 增益效应相对较小, 可以忽略. 而当抽运光取失谐大于多普勒增宽时, 其对两个激发态均是大失谐光, 与态 $|1'\rangle$ 和 $|1\rangle$ 相对应的单光子共振的条件均无法由多普勒频移达到, 故 Raman 增益效应均可忽略. 在这里, 若只讨论抽运光强较小 (抽运光共振时, 取 $G_2 < \gamma$; 或抽运光大失谐时, 取 $G_2 \ll \Delta_2$) 的情况, 则只有当抽运光大失谐时, 才分别产生与态 $|1\rangle$ 和 $|1'\rangle$ 相关的一个缀饰态吸收, 并且这两个缀饰态的位置可看作是重合的, 处于 $\Delta_1 \approx \Delta_2$; 从而, 此时在 $\Delta_1 \approx \Delta_2$ 处产生的 Raman 损耗, 激发态 $|1'\rangle$ 的影响不可忽略.

3 实验及结果

实验利用两台单独的半导体激光器分别提供 795 nm 的抽运光场 (ω_2) 和弱探测光场 (ω_1), 实验装置如图 2 所示. 抽运光 (垂直偏振) 与探测光 (水平偏振) 同向传播, 聚焦在 Rb 介质池 (长度 75 mm; 室温 27 °C) 中心, 聚焦处的光斑半径分别约为 0.37 和

0.14 mm. 在经过介质之前, 利用声光调制器 (AOM) 作为光开关对抽运光进行强度 TTL 调制, 最后将经过介质的探测光信号接到锁相放大器检测, 得到受抽运光诱导产生的谱线 SRS 和 OPS. 锁相放大器设置: 抽运光共振时, 信号增益为 20 dB; 抽运光失谐 885 MHz 时, 信号增益为 50 dB.

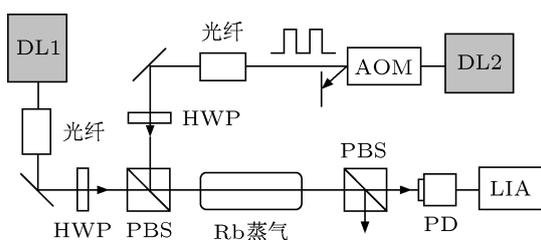


图2 实验装置图 DL1, DL2, 半导体激光器; AOM, 声光调制器; HWP, 半波片; PBS, 偏振分束器; PD, 光电探测器; LIA, 锁相放大器

3.1 当抽运光共振时

我们将抽运光锁在 ^{85}Rb 的 $5S_{1/2}$, $F = 3 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F = 2$ 原子跃迁线上, 即取 $\Delta_2 = 0$; 扫描探测光. 锁相放大器测量探测光透过介质后的信号, 如图 3 (黑色点线) 所示. 实验中的抽运光与探测光的强度分别为 160 和 $2 \mu\text{W}$. 在图 3 中, 我们所取理论模拟 (红色实线) 参数为: $G_2 = 2.7 \text{ MHz}$, $\Gamma_{10} = 7.2 \text{ MHz}$, $\Gamma_{20} = 0.72 \text{ MHz}$, $\gamma_0 = 0.12 \text{ MHz}$, $\gamma = 6 \text{ MHz}$.

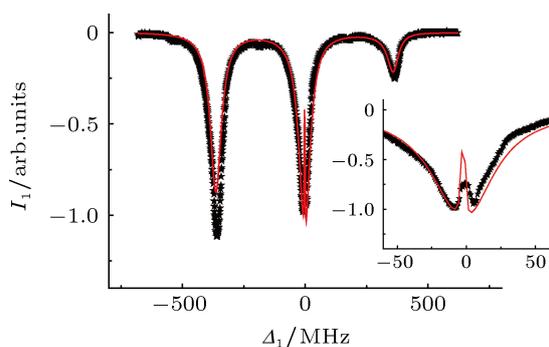


图3 当取抽运光共振 ($\Delta_2 = 0$) 时, 探测光透过信号大小 (I_1) 随自身失谐量 (Δ_1) 的变化, 内插图是对 $\Delta_1 = 0$ 附近谱线的放大

从图 3 可以看出, 本文的理论 (红色实线) 和实验 (黑色点线) 值符合得比较好. 如图 3 所示, 可观察到三个吸收凹陷峰背景之上的 $\Delta_1 = 0$ 处有一个窄线宽的透明窗口; 此窄线宽谱线来自于 Raman 增益. 在受激 Raman 过程中, 单光子共振 ($\Delta_1 = 0$) 处激发出的 anti-stoke 光子, 使得探测光在 $\Delta_1 = 0$ 的位置获得增益. 与前面理论所讨论的一样, 这里由于抽运光强度较小, 在 $\Delta_1 = 0$ 附近不会产生 Raman

损耗. 故而, 受激 Raman 过程只表现为 Raman 增益.

由抽运光从原子基态 $|2\rangle$ 抽运到基态 $|0\rangle$ 上的粒子数, 会导致探测光被额外吸收, 从而形成 OPS. 与前面的理论分析相一致, 从图 3 中看到以 361.6 MHz 为间隔的 3 个 OPS 凹陷峰. 这里, 在 $\Delta_1 = 361.6 \text{ MHz}$ 处出现的 OPS 峰, 是探测光与被抽运光从态 $|2\rangle$ 共振抽运到态 $|0\rangle$ 上的速度为 $k\nu = -361.6 \text{ MHz}$ 的原子群相互作用而被激发态 $|1\rangle$ 共振吸收的结果. 由于此速度的原子分布相对 $k\nu = 0$ 而言较少, 故因其形成的凹陷峰相对于有实际能级的位置的凹陷峰要小得多.

我们还在实验上观察了抽运光强度变化对信号的影响, 如图 4(a) 所示. 这里所取实验参数: 探测光强为 $2 \mu\text{W}$; 抽运光强分别为 $160 \mu\text{W}$, $460 \mu\text{W}$, 1.5 mW (图中曲线由上至下). 为了清晰, 图中的曲线分别在坐标轴中进行了适当地下移.

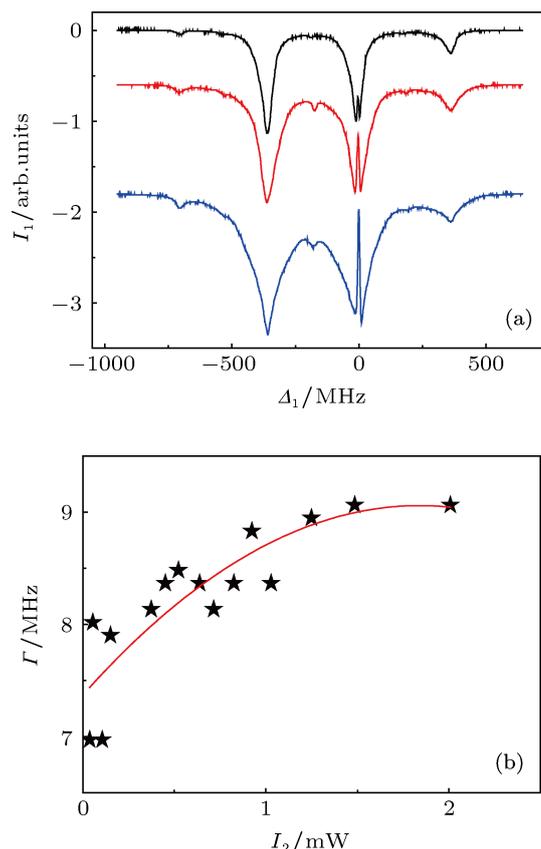


图4 (a) 当取抽运光共振 ($\Delta_2 = 0$) 时, 锁相放大器信号 (OPS 和 SRS) 随抽运光强度 (I_2) 的变化; (b) SRS 线宽随抽运光强度 (I_2) 的变化

从图 4(a) 可以看到, 随着抽运光强度增加, OPS 与 SRS 信号越来越大; 最后, 相邻的 OPS 谱线部分地叠加在一起. 我们还测量了 Raman 增益线宽受抽运光强度变化的影响, 如图 4(b) 所示. 在这里, 我

们给出对实验数据 (星号) 进行拟合 (实线) 后的公式: $\Gamma \approx 3.13\sqrt{I_2} + 6.22$. 可以看到: Raman 增益线宽是与抽运光强度开方成正比.

3.2 当抽运光大失谐时

进一步将抽运光锁在与 ^{85}Rb 的 $5S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$ 原子跃迁线正失谐 885 MHz 的频率处, 即取 $\Delta_2 = 885$ MHz; 扫描探测光. 锁相放大器测量探测光透过介质后的信号, 如图 5 (黑色点线) 所示. 实验中的抽运光与探测光强度分别为 6.0 mW, 2 μW . 在图 5 中所取理论模拟 (红色实线) 参数为: $G_2 = 66$ MHz, $\Gamma_{10} = 7.2$ MHz, $\Gamma_{20} = 0.72$ MHz, $\gamma_0 = 0.12$ MHz, $\gamma = 6$ MHz.

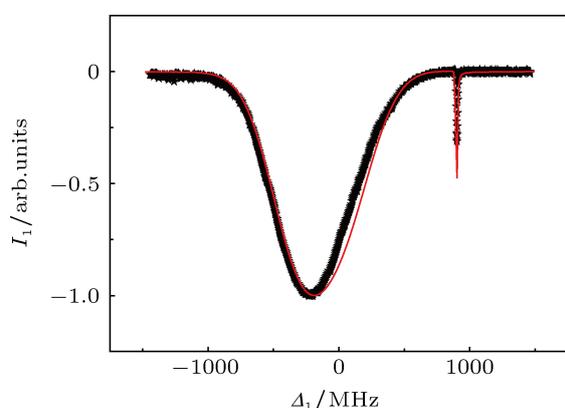


图 5 当取抽运光大失谐 ($\Delta_2 = 885$ MHz) 时, 探测光透过信号大小 (I_1) 随自身失谐量 (Δ_1) 的变化

从图 5 可以看出, 本文的理论 (红色实线) 和实验 (黑色点线) 值依然符合得比较好. 可以发现: 探测光扫描到与 ^{85}Rb 的 $5S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5P_{1/2}, F = 2$ 跃迁线近似失谐 885 MHz ($\Delta_1 \approx \Delta_2$) 的地方, 有一个窄线宽的吸收谱, 此窄线宽 (约 11 MHz) 谱线来自于 Raman 损耗. 如前面理论所述, 这里的抽运光失谐大小处于原子系统多普勒增宽 (约 510 MHz) 之外, 由于单光子共振条件不能通过多普勒频移而达到, 因此我们没有观察到 Raman 增益. 同时, 由于条件 $G_2 \ll \Delta_2$ 被满足, 在 $\Delta_1 \approx \Delta_2 + |G_2|^2/\Delta_2$ 处会因缀饰态吸收而产生 Raman 损耗. 故受激 Raman 过程最后表现为在 $\Delta_1 \approx \Delta_2$ 处出现 Raman 损耗.

在探测光共振附近, 有一个线宽大于单个多普勒展宽的 OPS (约 716 MHz). 本文所取的抽运光失谐量远远大于多普勒增宽, 此时抽运光将基态 $|2\rangle$ 上的粒子数抽运到另一个基态 $|0\rangle$ 上, 是通过非共振抽运实现的; 速度高斯分布宽度内的原子都会被一定程度地转移. 当探测光分别扫描到两个实际激

发态能级的位置时, 它便会与被抽运光非共振抽运转移的那部分粒子相互作用而产生额外的共振吸收; 间隔为 361.6 MHz 的两个激发态能级各自多普勒展宽的 OPS 重叠在一起, 便形成了比单个多普勒展宽线宽还要宽的 OPS.

4 讨论及结论

本文研究了 ^{85}Rb 原子蒸气 D1 线 Λ -型能级系统中的 SRS 现象. 抽运光共振时, 探测光会在单光子共振处得到一个窄线宽 Raman 增益; 伴随着 SRS 而产生的是抽运光导致基态粒子数重新分布所产生的额外吸收谱 OPS. 在实验上, 我们先对抽运光进行强度调制, 最后利用锁相放大器检测出探测光信号仅受抽运光诱导而产生的效应, 结果在 OPS 这个线性吸收背景上看到一个窄线宽的透明窗口 (如图 3). 并且, 透明窗口的宽度依赖于抽运光强度的开方 (如图 4(b)). 这个现象与近些年来引起人们关注的 EIT 现象^[17] 很类似. 实际上, 如果我们令初始条件 $\rho_{00} \approx 1$ (即假设粒子数都布居于基态 $|0\rangle$); 或令 $\Gamma_{10}G_2^2/(\Gamma_{10}^2 + \Delta_2^2) \gg \gamma_0$, 将 (3a) 结合 (4b) 式, 则可以得到

$$P_{10} = \frac{iN\mu_1 G_1 [i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}]}{[i\Delta_1 + \Gamma_{10}] [i(\Delta_1 - \Delta_2) + \Gamma_{20}] + |G_2|^2},$$

实际上, 这就是 EIT 的表达式. 为了更具体地说明 SRS 现象与 EIT 现象之间的关系, 在同样的实验参数下, 我们观察了抽运光共振条件下直接测量得到的 EIT 信号 (黑色实线) 和利用锁相放大器测量得到的以 OPS 为背景的 SRS 信号 (红色实线), 如图 6 所示. 实验参数与图 3 相同.

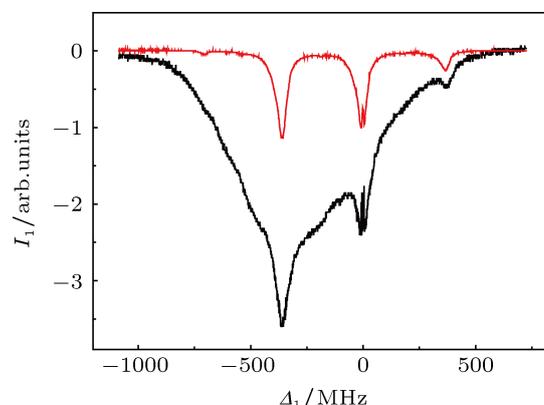


图 6 当取抽运光共振 ($\Delta_2 = 0$) 时, 探测光透过信号大小 (I_1) 随自身失谐量 (Δ_1) 的变化 (直接测量 (黑色实线) 和锁相放大器测量 (红色实线))

从图 6 我们可以看到, 这两种在不同测量方法

下得到的谱线,其区别主要在于: EIT 谱线相比以 OPS 为背景的 SRS 谱线,它多了多普勒展宽的基底.也就是说,以 OPS 为背景的 SRS 谱线,它实际上是常规 EIT 谱线剔除弱探测光在无抽运光下经过介质所形成的多普勒展宽线性吸收之后的谱线; Raman 增益是 EIT 透明窗口形成的原因.这是前面的理论已经论证过的.

在多普勒系统中,抽运光大失谐条件下形成的线宽差异很大的 AT 分裂谱,此前也有人在理论^[16]上研究和实验^[14,15]上观察过.利用与前面分析 EIT 和 SRS 一样的方法可知,本文在实验上观察到的吸收双线(即 OPS 和 SRS,如图 5)也是 AT 分裂谱剔除弱探测光在无抽运光下经过介质所形成的多普勒展宽线性吸收之后的谱线.这也是从理论上可以

理解的.

由于 Λ -型 EIT 系统可用于存储光信息^[18-20],对它的研究具有重要实际意义.而 EIT 现象被发现 20 多年以来,人们通常用抽运光(亦即耦合光)导致的不同原子能级激发通道之间的量子相消干涉来解释其物理机制.本文基于理论和实验研究,提出了另一种观点来诠释 Λ -型能级系统中的 EIT.我们认为, EIT 是一个线性吸收被共振 SRS 修正的过程,其透明窗口的出现来自于 Raman 增益对线性吸收的补偿.另外,大失谐抽运光下的 AT 吸收双线,其窄线宽的吸收峰来自于单纯的 Raman 损耗,而其超宽线宽的吸收峰来自于两种线性吸收:多普勒展宽线性吸收和 OPS.

-
- [1] Boller K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
 [2] Harris S E, Field J E, Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
 [3] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C 1999 *Nature* **397** 594
 [4] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
 [5] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L, Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
 [6] Boyer V, McCormick C F, Arimondo E, Lett P D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 143601
 [7] Boyer V, Marino A M, Pooser R C, Lett P D 2008 *Science* **321** 544
 [8] van der Wal C H, Eisaman M D, André A, Walsworth R L, Phillips D F, Zibrov A S, Lukin M D 2003 *Science* **301** 196
 [9] Kuzmich A, Bowen W P, Boozer A D, Boca A, Chou C W, Duan L M, Kimble H J 2003 *Nature* **423** 731
 [10] Jain M, Xia H, Yin G Y, Merriam A J, Harris S E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 4326
 [11] Yavuz D D, Walker D R, Shverdin M Y, Yin G Y, Harris S E 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 233602
 [12] Harada K, Kanbashi T, Mitsunaga M 2006 *Phys. Rev. A* **73** 013807
 [13] Li Y Q, Xiao M 1995 *Phys. Rev. A* **51** R2703
 [14] Rapol U D, Wasan A, Natarajan V 2003 *Phys. Rev. A* **67** 053802
 [15] Zhu Y F, Wasserlauf T N 1996 *Phys. Rev. A* **54** 3653
 [16] Vemuri G, Agarwal G S, Rao B D N 1996 *Phys. Rev. A* **53** 2842
 [17] Javan A, Kocharovskaya O, Lee H, Scully M O 2002 *Phys. Rev. A* **66** 013805
 [18] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L, Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
 [19] Zhao B, Chen Y A, Bao X H, Strassel T, Chuu C S, Jin X M, Schmiedmayer J, Yuan Z S, Chen S, Pan J W 2009 *Nat. Phys.* **5** 95
 [20] Zhao R, Dudin Y O, Jenkins S D, Campbell C J, Matsukevich D N, Kennedy T A B, Kuzmich A 2009 *Nat. Phys.* **5** 100

Stimulated Raman spectrum and optical pumping in a Λ -type Rb vapor system*

Pei Li-Ya Wang Ru-Quan Zuo Zhan-Chun Wu Ling-An Fu Pan-Ming[†]

(Laboratory of Optical Physics, Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 24 January 2013; revised manuscript received 12 March 2013)

Abstract

Theoretical and experimental studies of stimulated Raman spectrum with the D1 line of an ^{85}Rb atomic vapor system are performed. In this Λ -type system, we discover that the influence of the pump on the probe field includes two parts: stimulated Raman excitation and optical pumping. Depending on the pump frequency detuning and field intensity conditions, the Raman spectrum can display either gain or loss. When the optically pumped absorption spectrum is taken as background, either a narrow transparent window or an absorption doublet with widely different linewidths appears. Our theoretical analysis agrees well with our experimental observations. Based on these studies, we present an interpretation from a new viewpoint of the physics of electromagnetically induced transparency (with on-resonance pumping) and Autler-Townes splitting (with far off-resonance pumping) in a Λ -type level atomic system, giving the relationship between these two important phenomena and the Raman spectrum.

Keywords: stimulated Raman spectrum, optical pumping, electromagnetically induced transparency, absorption doublet

PACS: 42.65.-k, 42.50.Gy, 42.65.Dr, 32.80.Xx

DOI: 10.7498/aps.62.124208

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10974252, 11274376, 60978002), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB922904), and the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2011AA120102).

[†] Corresponding author. E-mail: pmfu@aphy.iphy.ac.cn