

# 约束冷原子气体的高增益 Raman 散射光谱\*

贾振强 张林†

(理论与计算物理研究所, 陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710062)

(2011 年 1 月 5 日收到; 2011 年 4 月 1 日收到修改稿)

本文研究了不同外部环境中原子气体在强激光抽运下的相干 Raman 散射光谱, 通过对固定无反弹原子气体(不考虑外部自由度)和自由原子气体增益光谱的理论计算, 得到了和 Mollow 实验结果基本一致的光谱曲线. 通过与 Mollow 谱线结构的比较, 揭示了在微阱约束情况下原子气体存在不同于以上两种环境的高增益光谱, 该谱线直接反应了约束阱的性质, 谱线呈等间距梳状结构, 谱线尖锐分辨率高, 和传统的冷原子气体散射增益光谱的实验结果相比较有更大量级的光增益现象. 论文还分析了散射谱线增益的物理机理, 清晰地给出了约束情况下原子增益谱线的非线性 Raman 共振条件.

**关键词:** 原子微阱, Raman 散射光谱, 原子反冲激光模型

**PACS:** 32.90.+a, 42.50.Wk, 42.55.Ye

## 1 引言

1985 年出现的激光冷却原子技术<sup>[1]</sup>为人类在超冷环境中精确操控原子提供了有效手段, 现今人们在原子芯片上利用局域场可以把冷原子约束在很小的范围内, 并对其内部跃迁和外部运动进行相干操控. 原子气体在强光场抽运下其内部跃迁和外部自由度之间会发生强烈地耦合纠缠, 该动力学耦合过程会明显改变原子的辐射光谱. 强光抽运的静止原子其吸收辐射谱线依赖于其内部能级和光场的相互耦合<sup>[2]</sup>, 其谱线的结构特征可以用原子与光场的纠缠态(缀饰态)的能级结构来合理解释, 这些结果已经在 1977 年被 Mollow 等人的实验所证实<sup>[3]</sup>. 实验上对封闭于腔中的冷原子气体及其光谱做了大量研究, 除了研究表现气体能级结构的吸收与辐射谱以及与精细结构有关的原子谱线结构之外, 另一主要的研究方向在于研究与原子气体速度分布有关的光谱现象, 例如速度反弹共振(RIR)谱<sup>[4]</sup>, 受激 Raman 共振散射谱<sup>[5]</sup>和原子饱和吸收谱<sup>[6,7]</sup>. 图 1 就是研究原子气体饱和吸收谱的实验装置示意图. 在高精细腔的两端分别输入强的抽运光场和弱的探测场, 探

测场与抽运场方向相反地通过充满原子气体的腔体, 然后探测场被光电二极管接收进行强度的测量. 探测场采用啁啾的半导体激光进行频率扫描, 探测到的原子气体谱线中会出现和速度共振有关的谱线结构<sup>[6,7]</sup>. 1994 年 Bonifacio 等人在失谐条件下发现了自由原子气体类似于自由电子激光的增益现象<sup>[8]</sup>, 其最主要的特点是原子的动能直接通过光场抽运场转换为探测场的能量, 这个机理非常类似于电子在周期磁场中快速摆动的辐射增益, 即自由电子激光. 这个在原子领域的模型被称为原子反冲激光模型(CARL), 其明显依赖于原子速度的增益机理受到人们的广泛关注. 然而这种激光增益对原子速度的影响与自发辐射相关的多普勒效应不同, 其过程比较复杂, 增益主要来源于原子的受激辐射, 是一种与速度共振有关的受激光散射过程. 由于对不同参数区间的增益机理有不同的理解和解释, 有人认为这种增益与 RIR 现象类似<sup>[9]</sup>, 有人则称为 Bragg 散射(原子自发形成空间周期光栅)<sup>[10]</sup>, 而在高增益腔中(与腔场的作用时间大大增加), 发生在超冷原子体系(BEC)上的散射增益又与瑞利散射<sup>[11]</sup>的机理类似. 这种散射增益的复杂性来源于多自由度原子气体系统与

\* 陕西省自然科学基金(批准号: SJ08A12)资助的课题.

† E-mail: zhanglincn@snnu.edu.cn

光场的非线性相互作用, 导致系统的增益过程存在多个参数区域<sup>[12]</sup>. 众多的理论和实验工作表明这种现象更多地依赖于原子的集体散射效应, 所以任何影响集体散射的因素都会影响到系统的增益. 最近有人研究了具有色噪声统计性质的抽运光场对

增益的影响<sup>[13]</sup>, 该研究工作表明光场的统计性质同样会影响到系统的增益, 这种影响系统增益的机理来源于光场噪声及其统计关联改变了原子速度共振的散射带宽, 调整了参与集体共振散射原子的有效数目.

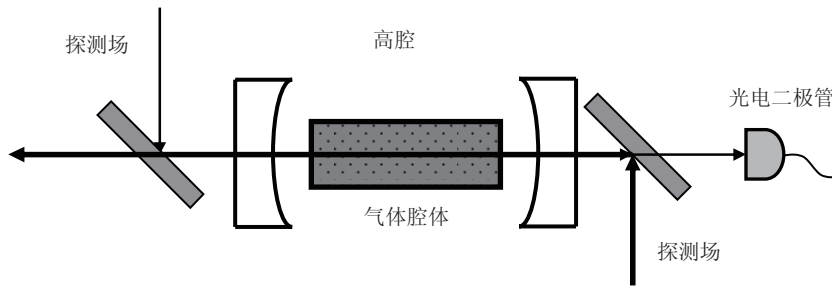


图 1 饱和和吸收光谱的实验装置示意图

无论如何, 这种复杂的光场增益显然和原子气体中原子的速度分布有密切关系, 而且这种增益会直接改变原子的速度分布从而改变原子在空间的分布情况<sup>[14]</sup>, 同时也极大地影响着原子的辐射特征. 本文就是利用 Bonifacio 提出的一个简单而有效的模型, 考察了原子气体在静止平衡 (位置固定无反冲情况) 和自由运动条件 (自由反冲情况) 下原子气体的抽运 - 探测光谱, 比较和计算了在微阱约束环境下原子气体不同的光谱结构. 本文首先计算得到静止原子 (与速度无关无反冲) 的散射光谱, 该计算结果和 Mollow 等人的实验结果非常一致<sup>[3]</sup>, 表明了该理论模型的有效性. 然后计算了自由原子的光谱特征, 得到了和原子集体反冲运动相关的速度共振增益信号, 最后计算了约束微阱中原子气体的 Raman 散射光谱, 并与原子在非约束环境中的光谱进行比较, 发现受约束原子 Raman 增益谱线具有反映微阱性质的特殊结构, 该谱线会呈锯齿状, 增益峰是等间距的, 峰峰间隔严格等于约束阱的囚禁频率, 发现该增益谱与谐振阱的能级结构非常一致. 最后我们通过对光谱线的分析和运用量子化的分析方法, 给出了谱线增益峰位置所满足的高增益的 Raman 共振条件.

单的介绍. 通常对原子气体进行操控前, 气体都要冷却到一定温度后加载于某种微阱之中. 本文考虑如图 1 所示实验装置下两束反方向传输的光场和微阱中气体相互作用的原子反冲激光系统<sup>[15,16]</sup>. 对于这样一个由多个原子组成的复杂体系可以通过如下简化构建约束原子气体的简单动力学模型: 1) 激发原子的光场只和原子某两个能级强烈耦合, 原子气体可通过传统方式制备成二能级系统<sup>[17]</sup>; 2) 冷原子气体受到的约束阱采用谐振势近似, 对于不规则阱则要求原子在阱底的运动在一个波长范围内, 即满足 Lamb-Dicke 条件, 可近似为谐振势阱; 3) 抽运场和探测场沿x轴方向准直, 此时的原子动量变化沿x方向, 探测场的增益信号只和x方向的原子运动有关. 根据以上条件, 描写该气体原子和抽运场以及探测场作用的哈密顿量可写为<sup>[8,15]</sup>

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{j=1}^N \left[ \frac{\hat{p}_j^2}{2m} + \frac{1}{2} m \nu^2 x_j^2 \right] + \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sum_{j=1}^N \sigma_j^z \\
 & + \hbar \nu_1 a_1^+ a_1 + \hbar \nu_2 a_2^+ \hat{a}_2 \\
 & + i \hbar \left( g_1 a_1^+ \sum_{j=1}^N \sigma_j^- e^{-i k_1 x_j} \right. \\
 & \left. + g_2 \hat{a}_2^+ \sum_{j=1}^N \sigma_j^- e^{i k_2 \hat{x}_j} - \text{H.C.} \right), \quad (1)
 \end{aligned}$$

其中  $\hat{x}_j, \hat{p}_j$  代表原子质心位置和质心动量算子,  $\hat{\sigma}_j^z$  和  $\hat{\sigma}_j^\pm$  为原子的能级翻转数和能级跃迁算子,  $\nu$  代表约束阱x方向的有效频率,  $\hat{a}_1$  和  $\hat{a}_2$  分别代表探测场和抽运场湮没算子. 考虑系统中原子的自发辐射和探测场的自发损耗, 由哈密顿 (1) 得到的系统半

## 2 原子气体模型和反弹共振增益机理

### 2.1 系统模型

下面首先对本文所研究的系统和模型进行简

经典动力学方程为 [8,15]

$$\begin{aligned}
 \frac{dx_j}{d\tau} &= p_j, \\
 \frac{dp_j}{d\tau} &= -\nu^2 x_j - [A_1^* \sigma_j e^{-ix_j} + \text{c.c.}] \\
 &\quad + (A_2 \sigma_j + \text{c.c.}), \\
 \frac{d\sigma_j}{d\tau} &= i \left( \frac{p_j}{2} + \Delta_{20} \right) \sigma_j \\
 &\quad - \rho \sigma_j^z (A_1 e^{ix_j} + A_2) - \Gamma \sigma_j, \\
 \frac{d\sigma_j^z}{d\tau} &= [2\rho (A_1^* e^{-ix_j} + A_2) \sigma_j + \text{c.c.}] \\
 &\quad - \Gamma (\sigma_j^z - 1), \\
 \frac{dA_1}{d\tau} &= i \Delta_{21} A_1 + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sigma_j e^{-ix_j} - \kappa A_1, \quad (2)
 \end{aligned}$$

方程中引入的无量纲复变量和相关参数的物理意义可参考文献 [8,15,16] 中的定义, 其中  $\Delta_{20}$  为抽运场和原子能级频率间的失谐量,  $\Delta_{21}$  为抽运场和探测场间的频率差,  $\Gamma$  为原子自发辐射系数,  $\kappa$  为腔场弛豫系数, 方程中所有频率和能量的单位分别采用原子集体反冲频率  $\rho\omega_r$  ( $\rho$  为 CARL 系数, 代表原子与腔场的集体有效耦合强度, 原子双光子反冲频率  $\omega_r = 2\hbar k^2/m$ ) 和反冲能量  $E_R = \hbar\omega_r$  进行重新标度. 由于系统抽运场很强, 抽运场可看作是无耗散的场, 其强度不随时间改变, 这个条件可以由外部驱动场的强度反馈机理进行稳定控制 [18].

## 2.2 Raman 散射增益和反弹效应

在对光谱进行计算之前, 我们先来物理上考察一下该增益的散射机理. 在强光作用下, 受激原子从抽运场吸收光子然后向探测场辐射光子可看成一个散射过程, 在这个散射过程中原子的反冲运动起到了“桥梁”的作用, 原子在辐射过程中通过反冲改变其外部动量. 尤其在低温环境中原子热碰撞对动量的改变和重新分配将大大减弱, 反冲效应对原子动量的影响不仅明显而且保持的时间大大增加. 反冲效应是原子在吸收和辐射光子的过程中动量守恒的要求, 受激吸收或辐射光子时的反冲运动会引起原子动量的变化, 所以通过合理调整光束准直的方向, 就可以让原子在特定方向上形成反冲而获得速度或动能. 所以原子在受激吸收和受激辐射的循环中能量的守恒性决定了吸收和辐射光场频

率存在差异, 其频差由下式决定 [19,20]:

$$\Delta\nu = \nu_{\text{absorption}} - \nu_{\text{emission}} = \mathbf{k} \cdot \Delta\mathbf{v} + 2\frac{\hbar\mathbf{k}^2}{2m}, \quad (3)$$

其中  $m$  为原子质量,  $\Delta\mathbf{v}$  为原子速度改变量,  $\mathbf{k}$  为光场波矢. 显然以上的过程是和原子速度改变相关的一个 Raman 散射过程, 原子吸收和辐射频率之间的差值, 来源于 Doppler 效应和原子的反冲效应. 如果原子固定, 则原子的吸收和辐射频率将不受原子外部运动即 (3) 式的影响, 其谱线改变只来源于电磁场对其电子分布的影响, 即内部能级发生移动或分裂, 形成所谓的缀饰态结构. 而对自由原子气体而言, 不同速度的原子总会通过 Raman 散射过程和把原子的吸收和辐射耦合起来. 要使得 Raman 散射过程获得光场增益, 就必须利用光场将原子的动能通过散射过程提取出来, 被光子带走, 原子气体的温度必须降低. 满足增益散射条件的不同速度的原子经过吸收和辐射不同光子后必须满足如下的 Raman 频率共振条件:

$$\Delta\nu = \mathbf{q} \cdot \mathbf{v}_0 + \frac{\hbar\mathbf{q}^2}{2m}, \quad (4)$$

其中  $\mathbf{q} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ ,  $\hbar\mathbf{q}$  为散射的两个模式之间的光子动量差. 如果设定 Raman 散射的两个光场模式 (频率差  $\Delta\nu$  和波数差  $\mathbf{q}$ ), 那么由 (4) 式就会发现只有一定速度  $\mathbf{v}_0$  的原子才会受到光场的强烈散射作用, 实现吸收抽运频率光子而放出探测频率光子的散射增益过程. 所以要使探测场模式通过 Raman 过程得到放大, 原子速度分布中满足 (4) 式速度的原子数目不能减少, 而且应该不断获得增加. 所以可以通过谐振阱的约束调节把更多的原子激发到 (4) 式要求的振动模式上 (此时  $\mathbf{v}_0$  量子化), 让 Raman 散射在互为匹配的谐振子振动态间进行跃迁, 从而达到放大探测场的目的.

## 3 原子气体的散射光谱

下面我们来具体计算一下原子气体在不同运动环境下的散射光谱, 考察反冲运动对光谱的影响. 首先定义探测场  $A_1$  的增益强度为  $G(\tau, \Delta_{21}) = [|A_1(\tau)|^2 - |A_1(0)|^2]/|A_1(0)|^2$ , 该量表示通过原子气体后探测场的强度相对于入射强度的相对增量. 图 2 首先计算了固定原子 (无外部运动耦合) 和自由运动原子 (无外部约束) 的散射谱. 图 2(a),(b),(c) 分别给出了无反弹效应 ( $p_j = 0, j=1,2,3,\dots,N$ ) 时原子在红失谐、共振和蓝失谐抽运场作用下原子

气体对探测场的增益谱线. 计算结果显示图 2(a),(b) 中计算出的探测增益谱与 Mollow 等人的实验测量结果在谱线结构上完全符合 [3]. 在失谐抽运的情况下, 光谱两侧分别有一个强的吸收峰和一个小的增益峰, 这两个峰的位置可以用缀饰态图像很好地解释 [3], 两个峰的位置恰好在缀饰态的等效 Rabi 频率处, 即  $\pm\sqrt{\Delta_{20}^2 + (2\rho A_2)^2} + \Gamma^2 \approx \pm 19.2$  处, 而失谐谱线中心处则明显呈现出反对称的 Madey 谱线轮廓 [21] (失谐谱线见文献 [3] 的图 4); 同理对于共振抽运情况下吸收峰和增益峰对称, 分别大约在 Rabi 频率  $\pm\sqrt{0^2 + (2\rho A_2)^2} + \Gamma^2 \approx \pm 12.0$  处, 谱线形状也与实验一致 (共振谱线见文献 [3] 的图 2). 图 2(c) 给出的蓝失谐谱线在文献 [3] 中没有测量结构, 此时计算得到光谱的结构与红失谐的谱线刚好是对称的, 这个结果也可以用强抽运场缀饰

的原子能级结构加以说明. 显然红蓝失谐两种情况下 Rabi 频率所决定的吸收峰和增益峰的位置不会发生改变 ( $\Delta_{20}^2$  相等), 红失谐时原来强烈吸收的频率在蓝失谐时则表现出相反的放大, 这反映了静止原子的吸收增益过程只和原子内部跃迁有关, 对哈密顿而言是互为可逆的过程. 这个结果与 Deng 等人 [22] 在 BEC 中发现的红蓝失谐不对称的反冲动量改变是不同的, 这里的光谱只依赖于原子内部缀饰能级对探测光的反应, 而实验中涉及到了原子运动的参与, 蓝光对原子起“加热”的作用, 热原子则破坏了 BEC 外部运动的相干性, 这对所谓的超辐射散射 (原子外部运动是相干波) 有消弱作用 [12], 不能增强沿着 BEC 长轴方向的相干散射场, 所以光场散射过程不仅得到减弱而且传递给原子的动量分布也不如红失谐时那么“整齐集中”了.

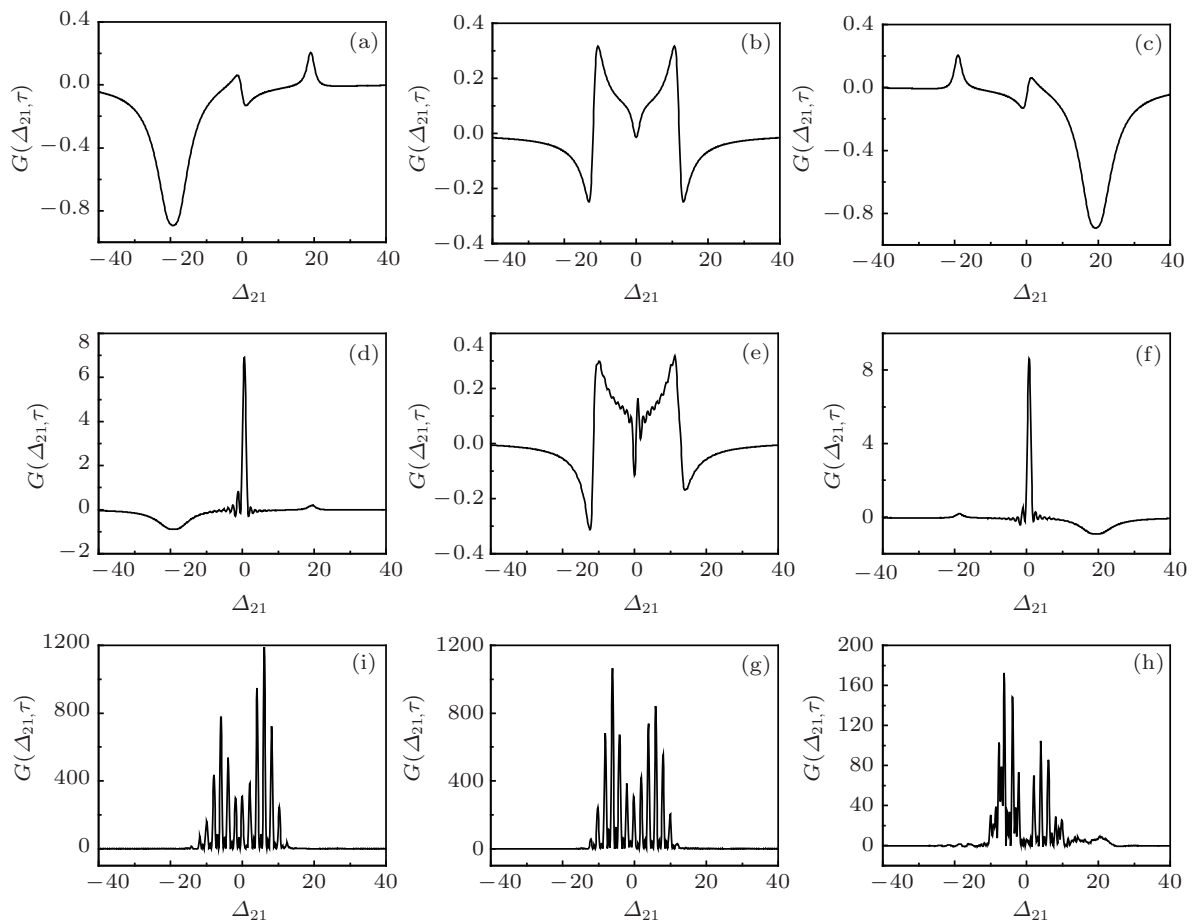


图 2 不同反冲环境下原子气体探测场的频率扫描增益谱 (a),(b),(c) 是平衡静止原子情况下三种不同的抽运失谐情况, (a)  $\Delta_{20} = -15$ , (b)  $\Delta_{20} = 0$ , (c)  $\Delta_{20} = 15$ ; (d), (e), (f) 是  $\nu = 0$  自由气体的三种失谐增益谱. 其中 (a)—(f) 的增益抽运时间是  $\tau = 5$ . (g),(h),(i) 是约束阱中三种失谐增益谱, 阱的频率为  $\nu = 2$ , 抽运时间为  $\tau = 10$ . 其他参数为  $\rho = 3$ ,  $\Gamma = 1$ ,  $\kappa = 0.01$ ,  $A_2 = 2$ , 原子个数  $N = 100$ , 初始原子均处于基态, 原子在空间均匀分布, 初始动量满足高斯分布 (强度为 0.01, 半宽为 0.4).

图 2(d),(e),(f) 给出的是自由运动状态下原子在三种抽运失谐情况下探测场的散射增益谱. 谱线吸收峰和增益峰的强度和位置虽然没有多少改变, 但其中心区域与静止原子 (无反冲效应) 有显著差别, 中心区域谱线的反对称结构被与原子速度有关的增益峰所取代. 中心较强增益峰的出现正是原子集体反冲运动造成的, 其与具有一定速度的原子的同步反冲共振有关, 速度共振匹配的原子同时吸收抽运场的光子散射到探测场模式上, 引起探测场强的光谱增益, 原子温度降低. 由于模拟原子的速度很低, 只有 0.4 个反冲频率宽度, 谱线速度共振峰离中心位置也非常近, 大约在 0.4 处. 这时蓝失谐的缀饰态增益峰结构虽然也呈现对称性 (与缀饰态结构有关), 但中心反冲动量引起的增益峰则已经不再严格满足对称而基本一致, 这一点在更长的抽运时间后表现地将更加明显, 这种不对称来源于散射过程中探测场的耗散不可逆, 使蓝红失谐不在是正负对称的可逆过程.

当原子处于受约束的谐振阱中时 (计算中取阱的频率强度为  $\nu = 2$ ), 原子的反冲运动和动量将会受到限制, 原子在微阱中的运动将被限定在一系列的谐振子振动态上, 此时原子气体的探测增益谱线由图 2(g),(h),(i) 给出. 原来存在的缀饰态吸收峰和增益峰结构此时已被 Raman 共振增益峰所掩盖, 谱线呈现出全新的梳状结构特征. 约束原子气体增益谱线的不同形状恰恰反映了约束阱中原子运动对光谱辐射的强烈影响. 计算结果表明约束阱中散射谱齿状增益峰随频率等间距排列, 峰峰间距恰恰等于约束微阱的本征频率  $\nu$  [15,16]. 谱线 (g),(h),(i) 的另一个特征是约束阱中探测场的增益大大加强, 其增益峰的增益强度比自由原子平均大两个数量级. 这种梳状的高增益谱可以很好地利用系统的 Raman 共振条件加以解释, 系统增益共振的原子受抽运场激发, 吸收一个抽运场光子辐射一个探测场光子的过程就如同分子体系中的 Raman 光谱一样, 由于反冲效应散射过程必须发生在不同的两个振动模式之间 (由于阱的约束), 其谐振模式的频率差正好等于约束阱本征频率的整数倍. 计算结果表明光谱线的增益共振条件, 即 Raman 条件为

$$\Delta_{21} = \pm n\nu, \quad n \text{ 为整数}, \quad (5)$$

即两束光场之间的频率失谐为约束阱频率  $\nu$  的整数倍时, 探测场就会获得大的增益, 该共振条件揭

示了谱线的增益峰是 Raman 共振散射的结果, 在谐振势阱中增益峰之间等间距排列, 和谐振阱的能级结构保持一致. 尽管以上的 Raman 共振增益条件直观上是很容易得到的, 但是对 (5) 式的分析从多个原子的动力学方程 (2) 出发却比较困难, 如果在大失谐情况下对原子的内部能级进行绝热近似, 可以得到近似的处理, 这方面的内容可以参考文献 [15,16] 的分析, 这里我们给出一种量子化的分析方法. 从系统哈密顿量 (1) 式出发, 前两项采用谐振子模式

$$\begin{aligned} x_j &= \sqrt{\frac{\hbar}{m\nu}} (\hat{b}_j + \hat{b}_j^\dagger), \\ p_j &= -i\sqrt{\frac{\hbar m\nu}{2}} (\hat{b}_j - \hat{b}_j^\dagger), \end{aligned} \quad (6)$$

而指数形式采用 Glauber 公式展开为

$$\begin{aligned} e^{-ikx_j} &= e^{-i\eta(\hat{b}_j + \hat{b}_j^\dagger)} \\ &= e^{-\eta^2/2} \sum_{n,m} \frac{(-i\eta)^{n+m}}{n!m!} (\hat{b}_j^\dagger)^n (\hat{b}_j)^m, \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $n, m$  取整数, 参数  $\eta = \sqrt{\hbar k^2/2m\nu}$  为 Lamb-Dicke 参数 [23]. 利用以上两式系统哈密顿在相互作用表象中可表示为

$$\begin{aligned} \hat{H}_I &= \left( i\hbar e^{-\eta_1^2/2} g_1 a_1^\dagger \sum_{j=1}^N \sum_{n,m} \sigma_j^- \frac{(-i\eta_1)^{n+m}}{n!m!} \right. \\ &\quad \times (\hat{b}_j^\dagger)^n (\hat{b}_j)^m e^{i(\nu_1 + n\nu - m\nu - \omega_0)t} - \text{H.C.} \Big) \\ &+ \left( i\hbar e^{-\eta_2^2/2} g_2 a_2^\dagger \sum_{j=1}^N \sum_{n,m} \sigma_j^- \frac{(-i\eta_2)^{n+m}}{n!m!} \right. \\ &\quad \times (\hat{b}_j^\dagger)^n (\hat{b}_j)^m e^{i(\nu_2 + n\nu - m\nu - \omega_0)t} - \text{H.C.} \Big), \end{aligned} \quad (8)$$

其中哈密顿中  $\hat{H}_0 = \sum_{j=1}^N \hbar\nu \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_j + \frac{1}{2}\hbar\omega_0 \sum_{j=1}^N \sigma_j^z + \hbar\nu_1 a_1^\dagger a_1 + \hbar\nu_2 a_2^\dagger a_2$ . 根据经常采用的旋波近似 (RWA) 方法, (8) 式中满足

$$\begin{aligned} \nu_1 - \omega_0 + (n - m)\nu &= 0, \\ \nu_2 - \omega_0 + (n' - m')\nu &= 0 \end{aligned} \quad (9)$$

的项在系统动力学方面起主要的作用. 条件 (9) 中的两个公式相减并重新标度即

$$\begin{aligned} \Delta_{21} = (\nu_2 - \nu_1) &= (n' - m' + m - n)\nu = \pm k\nu, \\ &(k \text{ 为整数}). \end{aligned}$$

显然上式和 (5) 式是一致的, 表明了系统主要的跃迁过程发生在探测场和抽运场相差整数倍个约束

频率的条件下, 而且根据 (8) 式还可以看到这些共振过程的强弱不仅是不同的, 而且 Raman 的共振放大过程具有高度的非线性性质.

此外图 (2) 中的计算结果还显示, 约束阱中谱线增益的强度在失谐的情况下要远远高于共振激发的情况 (比较图 2(g),(i) 和 (h) 的增益大小), 而且增益谱线的分辨率在失谐时也更高, 这表明失谐条件更利于原子的散射过程 (原子极化中散射系数较大), 而共振情况下原子内部能级被强烈激发 (原子极化中吸收系数较大), 其散射过程则相对较弱. 显然失谐情况下原子的内部跃迁和外部振动更强地耦合在一起, 其梳状的高增益峰可以作为探测谐振势频率的方法应用到原子微阱的测量之中.

## 4 结论

本文利用 Bonifacio 等人提出的简单理论模型仔细计算研究了冷原子气体的散射增益谱, 通过与无反冲情况和自由原子情况下原子光谱结构的比较, 揭示了受约束原子气体光谱存在与约束阱性质密切相关的特殊结构. 本文首先对无反冲情况下原子的增益谱进行了计算, 得到了和实验结果非常相符的光谱曲线结构, 在失谐和共振情况下都能计算

出与实验谱线形状符合的谱线结果. 对自由原子气体光谱的计算结果表明原子反冲运动在多原子气体光谱增益中发挥了重要作用. 满足散射条件的原子 (速度匹配) 通过集体散射作用会把动能转化为探测场的能量输出, 体现在光谱谱线中心的明显增益和原子气体谱线的对称性降低 (沿  $x$  方向产生反弹引起的宏观运动, Madey 对称结构消失). 最后通过与约束阱中原子气体的散射光谱的比较计算, 揭示了约束气体高增益谱线理论预言的梳状结构, 增益谱线等间距规则排列, 峰峰间距恰恰等于约束阱的频率强度. 约束气体的谱线结构集中体现了约束原子集体振动对散射光谱的强烈影响. 当然约束原子气体谱线的不同增益峰的增益强度有所差别, 而且主要集中于低阶 Raman 跃迁增益上 (即 (5) 式中  $n$  较小的共振峰). 峰增强度的不同决定于不同模式间 Raman 跃迁率 (跃迁矩阵) 的不同和原子在各个振动模式上的占有数分布的不同, 可惜的是这个过程不仅是非线性复杂的而且是动态演化的, 理论上无法直观地给予清晰的解析分析. 本文的计算结果对原子气体外部自由度对光谱的影响给予了清晰可信的物理解释 (计算和实验结果一致), 对微观原子的外部运动和原子气体的速度分布提出了宏观光谱探测的有效方法.

- 
- [1] Chu Steven, Hollberg L, Bjorkholm J E, Cable A, Ashkin A 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 48
- [2] Pierre Meystre, Murray Sargent III *Elements of Quantum Optics*, 4<sup>th</sup> edition, Springer, Berlin Heidelberg New York, Chapter 9: Saturation Spectroscopy, p223 and Chapter 16: Resonance Fluorescence, p383
- [3] Wu F Y, Ezekiel S, Ducloy M, Mollow B R 1997 *Phys. Rev. Lett.* **38** 1077
- [4] Guo J, Berman P R, Dubetsky B, Grynberg G 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1426  
Brzozowski T M, Brzozowska M, Zachorowski J, Zawada M and Gawlik W 2005 *Phys. Rev. A* **71** 013401
- [5] Grison D, Lounis B, Salomon C, Courtois J Y, Grynberg G 1991 *Europhys. Lett.* **15** 149
- [6] Preston D W 1996 *Am. J. Phys.* **64** 1432
- [7] Razdan K, Van Baak D A 1999 *Am. J. Phys.* **67** 832
- [8] Bonifacio R, Salvo L De 1994 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **341** 360  
Bonifacio R 1995 *Phys. Res. A* **50** 1716
- [9] Berman P R 1999 *Phys. Rev. A* **59** 585
- [10] Hemmer P R, Bigelow N P, Katz D P, Shahriar M S, DeSalvo L, Bonifacio R 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1468
- Inouye S, Löw R F, Gupta S, Pfau T, Görlitz A, Gustavson T L, Pritchard D E, Ketterle W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 4225
- [11] Slama S, Bux S, Krenz G, Zimmermann C, Courteille P W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 053603  
Slama S, Krenz G, Bux S, Zimmermann C, Courteille P W 2007 *Phys. Rev. A* **75** 063620
- [12] Deng L, Payne M G, Hagley E W 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 050402
- [13] Zhou X J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 023818
- [14] S. Inouye, Chikkatur A P, Stamper-Kurn D M, Stenger J, Pritchard D E, Ketterle W 1999 *Science* **285** 571
- [15] Yang G J, Zhang Lin, Shu W 2003 *Phys. Rev. A* **68** 063802
- [16] Zhang L, Kong H Y, Yang G J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5122 (in Chinese) [张林, 孔红艳, 杨国健 2006 物理学报 **55** 5122]
- [17] Abate J A 1974 *Opt. Commun.* **10** 269
- [18] Kruse D, Cube C von, Zimmermann C, Courteille Ph W 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 183601
- [19] Horak P, Gheri K M, Ritsch H 1995 *Phys. Rev. A* **52** 554
- [20] Guo J, Berman P R, Dubetsky B, Grynberg G 1992 *Phys. Rev. A* **46** 1426
- [21] Madey J M 1979 *Nuovo Cimento* **50** 64  
Bonifacio R, Meystre P, Moore G T, Scully M O 1980 *Phys. Rev.*

A 21 2009

Lett. 105 220404

[22] Deng L, Hagley E W, Cao Q, Wang X R, Luo X Y, Wang R Q,  
Payne M G, Yang F, Zhou X J, Chen X, Zhan M S 2010 *Phys. Rev.*

[23] Vogel W, de Matos Filho R L 1995 *Phys. Rev. A* 52 4214

# High-gain Raman scattering spectrum of trapped atomic gas\*

Jia Zhen-Qiang Zhang Lin<sup>†</sup>

(*Institute of Theoretical and Computational Physics, Shaanxi Normal University, Xi'an 710062, China*)

(Received 5 January 2011; revised manuscript received 1 April 2011)

## Abstract

In this paper, the Raman scattering spectra of cold atomic gas in different environments are closely calculated. Comparing the spectra from the atoms in free and trapped environments, the calculation result gives a right spectrum structure for the free atoms and reveals a distinct high-gain spectrum exhibiting a comb-like structure for the harmonic trapped atoms. The spectral peaks of the trapped spectrum are uniformly distributed and the distance between adjacent spectral peaks exactly equals the frequency of the trap. The nonlinear gain scheme and the gain conditions of the Raman scattering process are clearly given in this paper.

**Keywords:** atom micro-trap, Raman scattering spectrum, collective atomic recoil laser model

**PACS:** 32.90.+a, 42.50.Wk, 42.55.Ye

---

\* Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province (Grant No.SJ08A12).

<sup>†</sup> E-mail: zhanglin@snnu.edu.cn