

锂蒸汽中的注入参量振荡*

朱宝强 夏宗炬¹⁾ 邹英华

北京大学物理系, 北京, 100871

1990年8月21日收到

对锂蒸汽中的 $2s-3d$ 双光子共振注入参量振荡进行理论和实验研究。与一般参量振荡相比较, 注入参量振荡的输出具有更好的单色性, 并以更“锐”的角锥辐射形式出现。除此之外, 当在锂原子 $2s-2p$ 跃迁的红端改变种子光束的频率时, 注入参量振荡是可调谐的。

PACC: 4265K

一、引 言

光学参量放大和振荡是较早发现的一类非线性光学过程^[1]。开始时, 工作物质是非线性晶体, 目前, 晶体中的这种二级非线性光学现象已广泛用于可调谐红外相干光的产生。后来, 在金属蒸汽中也观察到几种类型的参量振荡现象, 这是一种三级非线性光学效应, 并且一般要利用共振增强效应增大参量增益。例如, 利用喇曼共振增强^[2], 或双光子共振增强^[3]。依靠高的参量增益, 在金属蒸汽中参量振荡一般不采用谐振腔, 光噪声经过单程的高增益放大, 从非线性介质出射时已具备很好的相干性, 这种情况类似于无腔镜的激射(即放大自发辐射——ASE), 可以称之为参量超荧光(parametric superfluorescence)。金属蒸汽中的参量振荡提供一种获得红外和紫外相干光的途径。

到目前为止, 双光子共振增强的参量振荡实验, 都是在钠蒸汽中利用 $3s-3d$ 或 $3s-4d$ 双光子共振完成的。实验中单一抽运波(ω_1)入射, 通过非线性耦合, 同时出射讯号波(ω_3)和一束空闲波(ω_4), 而 $2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4$ 。对“讯号波”和“空闲波”的性质的详细研究表明^[4]: 它们是具有较宽角度分布的角锥辐射, 同时, 频谱分布也比较宽(即单色性不太好)。除了可以依靠蒸汽温度变化来改变波长外, 调谐特性也不好。

本文报道锂蒸汽中利用 $2s-3d$ 双光子共振的参量振荡过程。由于讯号波和空闲波都在可见波段, 而且锂原子中的有关能级结构更为简单, 因此比起钠蒸汽来更便于观测振荡输出特性, 容易进行理论与实验的对比。

为了改善参量振荡的输出特性, 在金属蒸汽中研究了注入参量振荡现象。除了一束强的抽运光束外, 引入一束弱的单色性好的激光作为种子光束, 从而大大改善振荡输出光相干性。“注入振荡”是近年来引人注目的研究对象。这种现象已广泛而成功地应用于染

* 国家自然科学基金资助的课题。

1) 联系人: 北京大学物理系光学教研室夏宗炬。

料激光器固体激光器, 并开始在晶体参量振荡中获得应用。

二、理 论

在半经典理论中参量放大和振荡是可以通过求解耦合波方程进行分析的。如果参量放大或振荡过程中讯号波和空闲波强度比抽运波弱得多, 可以认为在振荡过程中, 抽运波的光场振幅基本未变, 因而耦合波方程中只需考虑讯号波和空闲波的两个方程。

假定所有波具有相同的偏振方向(例如为 z 向线偏振光), 则讯号波和空闲波可表示为大体上沿 x 方向传播的平面波,

$$E_i = \frac{1}{2} A_i e^{-i\omega_i t + i\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r}} + \text{c.c.} \quad i = 1, 3, 4. \quad (1)$$

在双光子共振增强的参量过程中, 有关的三级非线性极化强度矢量为

$$\begin{aligned} P_3^{(3)}(\omega_3) &= \frac{1}{2} \chi^{(3)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_4) A_1^2 A_4^* e^{-i\omega_3 t + i(2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_4) \cdot \mathbf{r}} + \text{c.c.}, \\ P_4^{(3)}(\omega_4) &= \frac{1}{2} \chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, \omega_1, -\omega_3) A_1^2 A_3^* e^{-i\omega_4 t + i(2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3) \cdot \mathbf{r}} + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中三级非线性极化率的表达式留待后面给出。

由于过程中所有波都偏离单光子严格共振, 而双光子共振的吸收概率很小, 可以忽略光波的吸收损耗。再考虑慢变化包络近似, 对讯号波 (ω_3) 和空闲波 (ω_4) 有以下方程组:

$$\frac{\partial A_3}{\partial x} = \kappa_3 A_4^* e^{i\Delta k x}; \quad \frac{\partial A_4}{\partial x} = \kappa_4^* A_3 e^{-i\Delta k x}. \quad (3)$$

这里

$$\kappa_3 = i \frac{2\pi\omega_3}{n_3 c} \chi^{(3)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_4) A_1^2, \quad (4)$$

$$\kappa_4 = i \frac{2\pi\omega_4}{n_4 c} \chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, \omega_1, -\omega_3) A_1^2. \quad (5)$$

Δk 为波矢失配 $\Delta \mathbf{k}$ 的 x 分量, 而

$$\Delta \mathbf{k} = 2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4. \quad (6)$$

方程组(3)的解可以用双曲线函数表示^[4]。在相位匹配条件下, $\Delta k = 0$, 可定义参量增益系数

$$G = \sqrt{\kappa_3 \kappa_4^*}. \quad (7)$$

从而将讯号波和空闲波的解变为

$$\begin{aligned} A_3 &= A_3(0) \cosh Gx + A_4^*(0) (\kappa_3 / \kappa_4^*)^{1/2} \sinh Gx, \\ A_4 &= A_4^*(0) \cosh Gx + A_3(0) (\kappa_4^* / \kappa_3)^{1/2} \sinh Gx, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $A_3(0)$ 和 $A_4^*(0)$ 表示入射面 ($x = 0$) 讯号波 (ω_3) 和空闲波 (ω_4) 频率处光场振幅。由方程(8)可知, 在非线性介质入射面, 只要有讯号波或空闲波频率中任一频率的波入射, 在出射面可同时得到讯号波和空闲波输出。一般参量振荡中入射波是由光噪声

提供的,这种光噪声可能是自发辐射或者辐射场的零点能产生的。

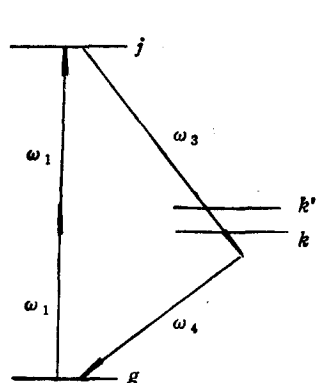


图1 双光子共振增强的参量过程能级图

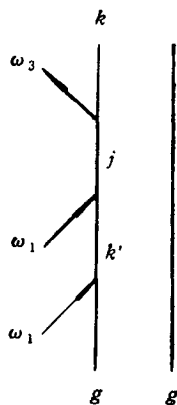


图2 双边费曼图 $\chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, \omega_1, -\omega_3)$, 只有一个通道

为了表示并计算参量增益,必需求出(2)式中有关的三级非线性极化率。图1表示双光子共振增强的参量过程能级图,图1中 ω_1 为抽运光,与 ω_{jg} 严格双光子共振; k' , k 为两个中间态。通过双边费曼图求非线性极化率^[5]。对应 $\chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, \omega_1, -\omega_3)$ 只有一个双边费曼图(图2),求得

$$\chi^{(3)}(\omega_4) = \frac{N}{4\hbar^3} \frac{\mu_{gk}\mu_{kj}\mu_{jk'}\mu_{k'g}}{(\omega_{k'g} - \omega_1 - i\Gamma_{k'g})(\omega_{jg} - 2\omega_1 - i\Gamma_{jg})(\omega_{kg} - \omega_4 - i\Gamma_{kg})}, \quad (9)$$

式中 μ 为相应跃迁的矩阵元, $\omega_{k'g}$ 等为跃迁频率, Γ 为相应的跃迁阻尼系数。由于光波作用次序不同,在计算 $\chi^{(3)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_4)$ 时必须考虑三个通道。由图3所示三

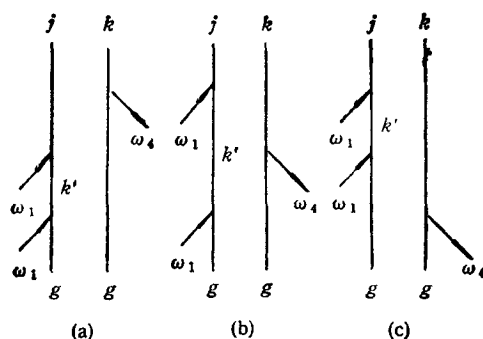


图3 双边费曼图 $\chi^{(3)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_4)$, 对应三个通道

个双边费曼图可求出相应的极化率如下:

$$\frac{N}{4\hbar^3} \cdot \frac{\mu_{gk}\mu_{kj}\mu_{jk'}\mu_{k'g}}{(\omega_{k'g} - \omega_1 - i\Gamma_{k'g})(\omega_{jg} - 2\omega_1 - i\Gamma_{jg})(\omega_{kj} + 2\omega_1 - \omega_4 + i\Gamma_{kj})} \quad (\text{图 3(a)}),$$

$$\frac{N}{4\hbar^3} \cdot \frac{\mu_{gk}\mu_{kj}\mu_{jk'}\mu_{k'g}}{(\omega_{k'g} - \omega_1 - i\Gamma_{k'g})(\omega_{kk'} + \omega_1 - \omega_4 + i\Gamma_{kk'})(\omega_{jk} + \omega_4 - 2\omega_1 - i\Gamma_{jk})} \quad (\text{图 3(b)}),$$

$$\frac{N}{4\hbar^3} \cdot \frac{\mu_{gk}\mu_{kj}\mu_{jk'}\mu_{k'g}}{(\omega_{kg} - \omega_4 + i\Gamma_{kg})(\omega_{k'k} + \omega_4 - \omega_1 - i\Gamma_{k'k})(\omega_{jk} + \omega_4 - 2\omega_1 - i\Gamma_{jk})} \quad (\text{图 3(c)}).$$

最后,这三个通道的相干叠加^[6]求得 $\chi^{(3)}(\omega_3)$ 的表达式为

$$\begin{aligned} \chi^{(3)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_4) &= \frac{N}{4\hbar^3} \\ &\cdot \frac{\mu_{gk}\mu_{kj}\mu_{jk'}\mu_{k'g}}{(\omega_{jg} - 2\omega_1 - i\Gamma_{jg})(\omega_{k'g} - \omega_1 - i\Gamma_{k'g})(\omega_{kg} - \omega_4 + i\Gamma_{kg})} \\ &\cdot \left(1 + \frac{i(\Gamma_{jk} - \Gamma_{jg} - \Gamma_{kg}) + i(\Gamma_{k'k} - \Gamma_{k'g} - \Gamma_{kg})}{\omega_{jk} - \omega_3 - i\Gamma_{jk}} \frac{\omega_{jg} - 2\omega_1 - i\Gamma_{jg}}{\omega_{k'k} - \omega_1 + \omega_4 - i\Gamma_{k'k}} \right), \quad (10) \end{aligned}$$

式中两个碰撞感生的额外共振 (PIER), 即 $\omega_{k'k} \sim (\omega_1 - \omega_4)$ 和 $\omega_{jk} \sim \omega_3$ 都已在钠蒸汽中的四波混频实验中观察到^[7,8]. 在严格双光子共振条件下,这两种额外共振条件都不满足,比较(9)与(10)式发现偏离单光子共振,忽略相应阻尼系数后得

$$\begin{aligned} \chi^{(3)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_4) &= \chi^{(3)}(-\omega_4, \omega_1, \omega_1, -\omega_3) \\ &= \frac{N}{4\hbar^3} \cdot \frac{\mu_{gk}\mu_{kj}\mu_{jk'}\mu_{k'g}}{(\omega_{k'g} - \omega_1)(\omega_{jg} - 2\omega_1 - i\Gamma_{jg})(\omega_{kg} - \omega_4)}. \quad (11) \end{aligned}$$

将(11)式代入(4)和(5)式,通过(7)式可求得双光子共振增强的参量增益 G .

对于锂蒸汽中 $2s-3d$ 双光子共振的参量过程,可由文献[9]查得锂原子相应能级的能量值. 由于抽运光 (ω_1) 是随机多模振荡(线宽 0.1cm^{-1}),可忽略 $3d$ 的精细结构分裂 ($\approx 0.04\text{cm}^{-1}$),并将双光子共振宽度近似为抽运光线宽.此外,由于相位匹配要求, ω_4 一般落在 $2s-2p$ 共振的红端,失调量比 $2p$ 的精细结构分裂 ($\approx 0.34\text{cm}^{-1}$) 也大得多, $2p$ 可视为单态,(11)式中 $|k\rangle$ 和 $|k'\rangle$ 都表示 $2p$ 态. 根据锂,原子相应跃迁的电偶极矩矩阵之值^[10],并假定 ω_4 相对 $2s-2p$ 跃迁调偏量为 10cm^{-1} 算得 $\chi^{(3)}(-\omega_3, \omega_1, \omega_1, -\omega_4)/N$ 值为 $5.0 \times 10^{-26}\text{esu}$. 本实验中抽运功率密度约为 $1\text{GW}/\text{cm}^{-2}$,锂原子密度约为 10^{16}cm^{-3} ,由此可估算出锂蒸汽中双光子共振参量增益值 $G \approx 450$.

由于有这样高的参量增益,根据(8)式在介质入射面非常微弱的光噪声都可以引起出射面可观的信号波和空闲波的输出. 当然,只有在相位匹配条件下,即 $2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4 = 0$ 时,才有高的参量增益.

波长为 λ 的光在锂蒸汽中传播时,折射率 n 可由 Sellmeier 方程求出

$$n - 1 = \frac{Nr_e}{2\pi} \sum_i \frac{f_i}{(1/\lambda_i)^2 - (1/\lambda)^2}, \quad (12)$$

式中 $r_e = 2.818 \times 10^{-13}\text{cm}$, λ_i 为锂原子从 $2s$ 态跃迁的波长, f_i 为其振子强度. 由于 $2s-2p$ 跃迁对应的振子强度比其它跃迁大得多. 作为近似值可以只考虑它的贡献. 这样,抽运波 (ω_1) 和信号波 (ω_3) 处的折射率为 1,而空闲波 (ω_4) 处的折射率将明显偏离 1(大的参量增益对应空闲波 (ω_4) 相对于 $2s-2p$ 跃迁小的调偏量). 换言之,双光子共振参量过程中共线相位匹配是不可能实现的. 图 4 表示非共线相位匹配情况,这种非共线相位匹配只有空闲波 (ω_4) 在锂原子 $2s-2p$ 共振线的红端才有可能实现.

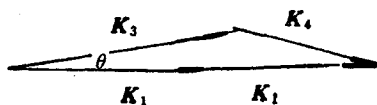


图4 双光子共振参量过程中的相位匹配 θ 表示讯号波 (ω_3) 与抽运光的夹角

因为 k_3 和 k_4 可以绕抽运光传播方向旋转, 参量振荡的讯号波和空闲波将具有角锥辐射的特性。讯号波 (ω_3) 与抽运波夹角 θ 与空闲波 (ω_4) 波长的关系可表示为

$$\cos \theta = 1 - \frac{\lambda_1^2}{8\lambda_1^2 - 4\lambda_1\lambda_4} (n_4^2 - 1), \quad (13)$$

式中 n_4 为空闲波折射率, 可由(12)式求出。当 ω_4 越接近 $2s-2p$ 共振, 角锥张角 (2θ) 将变得越来越大。一般参量振荡是放大光噪声的结果, 讯号波(和空闲波)的单色性将不会太好, 同时波长分布对应角锥张角分布。

如果在介质入射面入射弱的单色性好的激光(种子激光), 若其波长接近 $2s-2p$ 跃迁的红端, 则可用方程(8)中的 $A_4(0)$ 表示其场振幅, 这样参量振荡特性将有所不同。称之为注入参量振荡。在注入参量振荡中产生的讯号波将以“锐”的角锥辐射出现, 它的单色性将决定于抽运波和注入波的线宽。注入参量振荡不仅可以改善讯号波的单色性, 而且当注入波调谐时, 讯号波也将随之改变波长, 保持 $2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4$ 。当然伴随波长的变化, 角锥张角也将改变。

三、实验装置

锂蒸汽在一热管炉中产生。炉中充入几十托氙气, 可避免锂蒸汽凝结在窗片上。热管炉全长 40cm, 出口处孔径为 1.7cm。炉温由精密恒温控制器加以控制, 并用镍铬-镍铝热电偶测量热管炉中间管壁温度。锂蒸汽中原子密度由测得的炉温值计算得出。

抽运光 (ω_1) 由 YAG 激光二次谐波抽运的染料激光器 (DATA CHROM-5000, 法国 Quantel 公司) 提供。用 DCM 染料可在 639.1nm 附近产生脉宽为 10ns, 线宽为 0.1 cm^{-1} 和最大脉冲能量为 40mJ 的激光脉冲。光束经过准直, 并用小孔光栏改善光束横向分布特性, 在热管炉中心光斑直径为 0.5mm。在大多数实验中将染料激光调谐至锂原子 $2s-3d$ 双光子共振峰点 ($\approx 639.15\text{nm}$)。

当研究注入参量振荡时, 另一台自制的一级放大染料激光器用来产生种子激光。上述 DATA CHROM-5000 激光系统中 YAG 激光的一部分经 KDP 晶体倍频后作为它的抽运光, 振荡级为双光栅 Littrow 结构, 其中一块光栅以掠入射方式工作, 另一块光栅改变倾角可调谐输出光波长。采用混合染料(500ml 6×10^{-4} 克分子/l DCM 和 20ml 2×10^{-4} 克分子/l Nele Blue) 在 670nm 附近最大输出可达 1mJ, 线宽为 0.3 cm^{-1} 。光束经两个交叉偏振器进行衰减并用焦距为 50cm 透镜和小孔光栏改善光束质量后进入热管炉, 在炉中心光斑直径约小于 0.5mm。种子激光和抽运光束 (ω_1) 以小于 10mrad 角度相交于热管炉中心。为保证两束光同时到达, 抽运光 (ω_1) 经过光学延迟器适当延迟。

采用两种方法观测参量和注入参量振荡输出特性:

1. 在热管炉出口处用 $\phi 5-7\text{mm}$ 圆片挡去出射的抽运光 (ω_1) 和种子激光, 再透过中心波长为 610nm 干涉滤波片后, 在屏上观察参量振荡讯号波 (ω_3) 角锥特性, 或不经任何光学系统直接在底片上曝光。

2. 为了研究输出谱特性, 采用 1m 光栅摄谱仪 (WPG-100) 进行摄谱, 并用氖谱线作波长定标。摄谱时从热管炉出射的光经圆片挡去抽运光和种子激光后经 $f = 30\text{cm}$ 透镜将圆锥辐射聚焦到 $50\mu\text{m}$ 宽的隙缝上。摄谱仪的谱线分辨率为 0.05nm , 波长测量精度可优于 0.01nm 。

四、实验结果

钠蒸汽中一般参量振荡输出特性许多人进行过观测^[1], 其中 Krasinski 等人报道了钠蒸汽中 $3s-3d$ 双光子共振增强参量过程输出的角锥辐射及其光谱特性。在锂蒸汽中 $2s-3d$ 双光子共振条件下, 得到类似结果。

图 5 (见图版 I) 表示无种子激光入射条件下, 一般参量振荡过程的输出光谱。用氖特征谱线 (表示在光谱的上部和下部) 定标, 发现短波长辐射紧靠锂原子 $3d-2p$ 跃迁的蓝端, 为参量振荡的讯号波 (ω_3); 长波辐射紧靠锂原子 $2p-2s$ 红端为空闲波 (ω_4)。这显示出参量振荡过程是两个抽运波 (ω_1) 光子湮没, 同时产生一个讯号波光子和一个空闲波光子的过程, 即 $2\omega_1 = \omega_3 + \omega_4$ 。 ω_3, ω_4 出现在 $3d-2p$ 和 $2p-2s$ 跃迁附近是因为这里有最大的参量增益 (参见 (4), (5), (7) 和 (11) 式)。正如理论预言的那样, 为满足非共线相位匹配, 空闲波只出现在锂原子 $2s-2p$ 共振线的红端。由于一般参量振荡是单程高增益的光噪声的放大, 讯号波与空闲波都是宽带输出。图 5 表示在锂原子密度为 $1.7 \times 10^{16}\text{cm}^{-3}$ 时, 它们的谱宽达 24cm^{-1} 。实验发现当锂原子密度下降时, 谱宽将随之下降。图 5 中波长为 610.35nm 的线状光谱是放大自发辐射谱线, 下面将专门进行讨论。

图 6 (见图版 I) 表示一般参量振荡讯号波 (ω_3) 辐射的空间分布特性, 显示出一个具有宽的角度分布的角锥辐射。锂原子密度为 $1.5 \times 10^{15}\text{cm}^{-3}$ 时, 角锥张角 2θ 为 63mrad 。实验证实当锂原子密度增加时, 角锥张角增大, 角度分布变宽。对应图 5 光谱的锂原子密度下, 角锥的一部分已被热管炉出口孔径挡去。经过仔细的滤光后实验中也观察到空闲波 (ω_4) 的角锥辐射, 但由于 $2s-2p$ 的强吸收其光强要弱得多。

这种角锥形辐射反映了参量振荡的非共线相位匹配, 根据 (13) 和 (12) 式, 角锥张角 (2θ) 与空闲波 (ω_4) 的波长 (或讯号波波长) 有一一对应关系。实验中当用小孔光栏对角锥辐射不同部位摄谱, 可以得到线状光谱。当小孔光栏从角锥轴线往外移动时, ω_3 谱向长波移动, ω_4 向短波移动。

如果将调谐到 $2s-2p$ 跃迁红端的种子激光与抽运光同时入射到热管炉, 可以观察到注入参量振荡过程。注入参量振荡的输出光谱和空间分布特性与上述一般参量振荡的相应特性是不同的。显示出“锐”的角锥辐射, 并且有窄的光谱。种子激光的功率密度与抽运光夹角改变时, 对注入参量振荡输出特性的影响不大。当夹角小于 10mrad 和激光脉冲能量弱到几个微焦耳, 仍可观察到注入参量振荡现象。图 7 (见图版 I) 表示出一个

典型的注入参量振荡角锥辐射,与图 6 相比角锥的角度分布明显变窄.

当调谐种子激光波长靠近 $2s-2p$ 跃迁时,角锥张角 2θ 随之变大. 图 7 (见图版 1) 表示种子激光波长改变时,角锥半角 (θ) 变化情形. 图 8 中圆点是实验点, 曲线是根据 (12), (13) 式计算出来的理论曲线. 理论与实验符合得相当好. 靠近共振线波长 (670.8 nm) 时实验与理论的偏离可能是锂原子共振线的强吸收改变了原子在能级上分布, 使得锂蒸汽的色散偏离 (12) 式的结果.

注入参量振荡讯号波 (ω_3) 的光谱与图 5 不同, 谱宽大为减小. 图 9 (见图版 1) 是一个典型的讯号波的光谱. 以氖谱线定标, 测量了不同张角的角锥辐射 (讯号波) 的波长, 发现当角锥辐射张角 (2θ) 增大时, 其波长增加, 最后趋于锂原子 $3d-2p$ 的跃迁波长 (见图 10). 此外, 实验结果证实, 在误差范围内讯号波波长与种子波波长满足关系式 $1/\lambda_3 + 1/\lambda_4 = 2/\lambda_1$, 这里 λ_1 为抽运光波长.

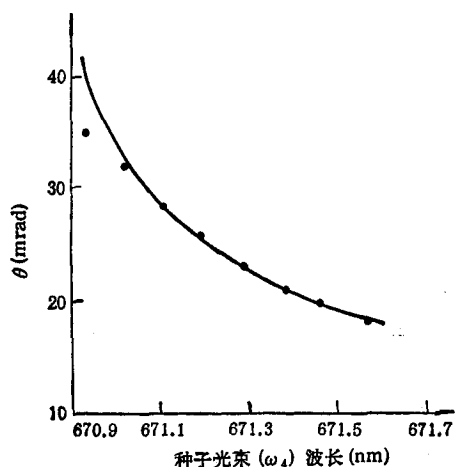


图 8 注入参量振荡讯号波角锥半角 θ 与种子激光波长的关系 泵浦光与 $2s-3d$ 严格双光子共振; 每脉冲能量为 20 mJ; 锂原子密度为 $6.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

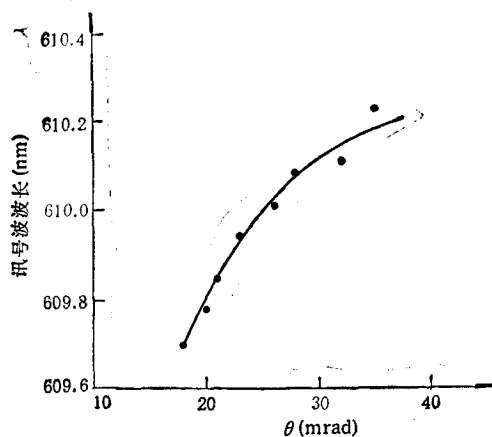


图 10 讯号波波长与角锥半角 θ 的关系 实验条件同图 8

在注入参量振荡实验中适当增大种子激光与抽运光夹角, 观察到角锥辐射的圆环光斑蜕化到一个光点的过程, 即从注入参量振荡变到一般的四波差频. 从实验结果可推测出, 在注入参量振荡过程中入射波 (ω_4) 并不是直接参与过程, 而是首先通过瑞利散射等过程产生不同方向的频率为 ω_4 的散射光, 提供 (8) 式中的场振幅 $A_4(0)$, 再经过高增益参量放大产生讯号波 (ω_3) 和空闲波 (ω_4).

钠蒸汽的实验中, 伴随 $3s-3d$ 或 $3s-4d$ 双光子共振增强, 观察到一系列相互竞争的 optical 过程, 例如参量振荡抑制放大自发辐射 (ASE)^[11] 和超喇曼散射与参量振荡的竞争^[12]. 我们在锂蒸汽 $2s-3d$ 双光子共振条件下实验研究了一般参量、注入参量和放大自发辐射之间的竞争. 图 11 (见图版 1) 表示抽运光与 $2s-3d$ 严格双光子共振条件下摄得的注入参量振荡讯号波附近的输出谱.

图 11 中显示放大自发辐射(左,呈线状光谱,波长为锂原子 $3d-2p$ 跃迁波长即 610.35nm),一般参量振荡过程(中)和注入参量振荡(右)共存。发现注入参量振荡未能抑制一般参量振荡,这与一般均匀加宽介质中的注入激光振荡^[13](如染料激光器)通过增益饱和可以抑制宽带振荡不同。这是由于原子蒸汽中参量振荡是一种低转换效率的过程,抽运光远未耗尽,因而注入参量振荡的出现不能抑制一般宽带参量振荡。实验发现,如果稍许调偏抽运光,从而降低参量增益,可以做到只出现注入参量,而大大减少一般参量输出,图 9 表示的就是这种情形。

参量振荡与放大自发辐射的竞争情况有所不同, Malcuit 等人^[11]证明钠蒸汽利用 $3s-3d$ 双光子共振的实验中可以做到放大自发辐射完全被抑制,但 $3s-4d$ 双光子共振情形未能观察到类似现象。图 12 (见图版 1)显示当提高抽运波功率,在严格 $2s-3d$ 双光子共振条件下锂蒸汽中放大自发辐射被抑制的过程。

图 12 中显示当抽运波每个脉冲能量大于 15mJ ,将记录不到放大自发辐射谱。这表明当抽运波功率密度提高后,根据(4),(5)和(7)式,参量增益正比增高,因而可以实现参量振荡对放大自发辐射的抑制^[11]。

凌志弘和曾和平同学参加了部分工作,作者表示衷心的感谢。

- [1] C. C. Wang and G. W. Racette, *Appl. Phys. Lett.*, **6**(1965), 169.
J. A. Giordmaine and R. C. Miller, *Phys. Rev. Lett.*, **14**(1965), 973.
- [2] 王阿连、邹英华,中国激光,**10**(1983),215,
A. Corney and K. Gardner, *J. Phys. B*, **12**(1979), 1425.
- [3] D. M. Bloom, J. T. Yardley, J. F. Young and S. E. Harris, *Appl. Phys. Lett.*, **24**(1979), 427;
W. Hartig, *Appl. Phys.*, **15**(1978), 427;
H. Scheingraber and C. R. Vidal, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**(1983), 1747;
J. Krasinski, D. J. Gauthier, M. S. Malcuit and R. W. Boyd, *Opt. Commun.*, **54**(1985), 241.
- [4] A. Yariv, *Quantum Electronics*, Second Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1975). Chapter 17.
- [5] J. Druet, B. Attal, T. K. Gustafson and J. P. Taran, *Phys. Rev.*, **A18**(1978), 1529;
S. Y. Yee and T. K. Gustafson, *Phys. Rev.*, **A18**(1978), 340.
- [6] N. Bloembergen, H. Lotem, R. T. Lynch, Jr., *Ind. J. of Pure and Appl. Phys.*, **16**(1978), 151.
- [7] Y. Prior, A. R. Bogdan, M. Dagenais and N. Bloembergen, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 111.
- [8] E. Giacobino and P. R. Berman, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 21.
- [9] E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Vol. 1—3, Washington, D. C., NBS, (1958).
- [10] R. B. Miles and S. E. Harris, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-9**(1973), 470.
- [11] M. S. Malcuit, D. J. Gauthier and R. W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1086.
- [12] M. A. Moore, W. R. Garrett and M. G. Payne, *Opt. Commun.*, **68**(1988), 310.
- [13] 许祖彦等,物理学报,**30**(1981),820.

INJECTED PARAMETRIC OSCILLATION IN LITHIUM VAPOR

ZHU BAO-QIANG XIA ZONG-JU ZOU YING-HUA

Department of Physics, Peking University, Beijing, 100871

(Received 21 August 1990)

ABSTRACT

The injected $2s-3d$ two-photon resonant parametric oscillation in lithium vapor has been studied theoretically and experimentally. Its output, compared with general parametric oscillation, has better monochromaticity and appears as a "sharper" conical radiation. Furthermore, the injected parametric oscillation is tunable as we change the frequency of the seed beam on the red side of the $2s-2p$ transition of lithium atom.

PACC: 4265K