

用激光增益获取弱增益拉曼模式的 受激拉曼散射光谱*

普小云 杨正江 楠 陈永康 戴宏

(云南大学物理系, 昆明 650091)

(2002 年 11 月 14 日收到 2003 年 1 月 22 日收到修改稿)

当酒精的弱增益拉曼模式处于罗丹明 640 染料分子的激光增益范围时, 在由悬垂液滴构成的圆形谐振腔中, 观察到乙醇分子 C—H 伸缩系列模中多个弱增益拉曼模式的受激拉曼散射(SRS)光谱. 随着抽运光的增强, 迅速增长的强增益拉曼模式的受激辐射抑制了其他弱增益模式的 SRS, 并导致染料激光的完全淬灭. 通过分析圆形腔模的光子速率方程和激光染料分子的三能级粒子数速率方程, 解释了观察到的实验现象.

关键词: 受激拉曼散射, 悬垂液滴, 弱拉曼增益模式, 激光增益

PACC: 3320F, 4255M, 4260D

1. 引言

受激拉曼散射(SRS)通常是一个对分子自发拉曼噪声的放大过程. 分子振动模式中, 拉曼散射截面的最大者首先在增益介质中获得放大, 它形成的斯托克斯光场消耗了抽运场光能, 从而抑制了分子其他拉曼活性模式的放大. 所以, 在稳态条件下, 分子的 SRS 光谱往往是拉曼活性模式中散射截面最大者的多级级联光谱^[1]. 为了获取单元化合物中弱增益拉曼模式以及多元混合物中少量化合物的 SRS 光谱, 经常采用荧光内部种子植入^[2,3]和可调谐激光外部种子植入^[4-6]方法, 用强度较大的“种子”光子取代分子的自发拉曼噪声, 增加 SRS 的初始放大光强. 然而, “种子”光的植入仅能线性地增加 SRS 的强度, 对 SRS 的指数增长部分没有贡献. 如果让某一拉曼活性模式位于介质的激光增益范围内^[7], 激光增益和受激拉曼增益的共同作用, 可以使其 SRS 的指数部分快速增长. 结合激光的“种子”植入作用, 使这种方法能够更有效地增强弱增益拉曼模式的 SRS 强度.

毫米尺度的悬垂液滴, 其赤道平面是一个理想的二维圆形谐振腔^[8,9]. 圆形腔中高品质因数($Q \sim$

10^8)^[10]的“口哨廊模”(Whispering-Gallery-Modes, WGM)降低了受激辐射放大过程的抽运阈值, 使激光^[11,12]和 SRS^[10,13,14]容易在悬垂液滴中产生. 悬垂液滴中高密度的 WGM, 使荧光和激光光谱曲线非常光滑, 从而避免了微液滴(尺度 $\sim 40\mu\text{m}$)荧光植入实验中的一个重要缺陷, 即荧光和激光光谱曲线中的分离谱线(WGM 的分离谱)对 SRS 光谱的干扰^[2,7].

本文报道了在酒精的悬垂液滴中, 用罗丹明 640 染料的激光增益增强乙醇弱增益拉曼模式的 SRS 光谱的实验.

2. 实验安排

实验安排如图 1 所示. Nd:YAG(Quantum-ray)二倍频产生的 532nm 激光, 经可调中性滤光片 F_1 衰减后, 由柱透镜 L_1 ($f = 200\text{mm}$)和 L_2 ($f = 40\text{mm}$)会聚在悬垂液滴的赤道平面上. 激光光斑在液滴上的尺寸为 3.5mm (x 方向) \times 0.5mm (z 方向). 激光脉冲宽度为 7ns, 其能量由激光功率计测出. 液滴上的激光抽运功率密度在 $3 \times 10^6 - 1 \times 10^9 \text{W/cm}^2$ 间可调. 罗丹明 640 激光染料(美国 Exciton 公司生产)溶解在分析纯乙醇(99.5%)中, 配制成 $1.5 \times 10^{-4} \text{mol/L}$ 浓度的母液. 悬垂液滴, 其形状如图 1 左上方所示, 在

* 国家自然科学基金(批准号: 10174060)资助的课题.

赤道平面上的直径在 2.7—3.2mm 之间,由外径为 1.5mm 的针头悬垂在光学池中.池底滴入乙醇溶液,以减慢液滴的挥发.二维 CCD 探头(1530 × 1024 像元,美国 SBIG 公司生产)和光栅多色仪(光栅密度 1200 线/mm)组成的光学多道分析仪置于 x 方向.液滴经高通滤光片 F_2 (滤除 532nm 激光线)和聚焦透镜 L_3 ($f = 250\text{mm}$)后,成像于缝宽为 $100\mu\text{m}$ 的多色仪入口狭缝上.用手动方式触发 532nm 激光脉冲.光学多道分析仪将五个激光脉冲激励产生的光谱累加后存盘.

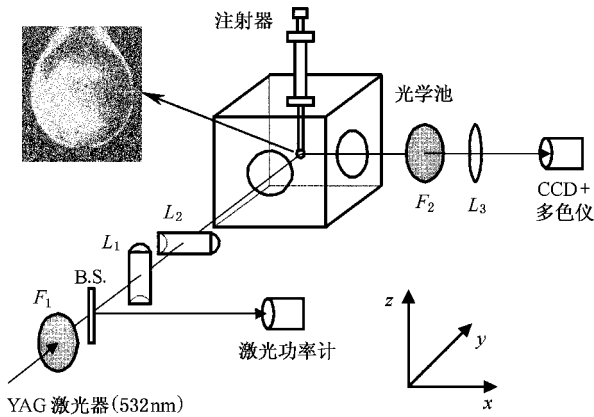


图1 实验装置(F_1 为可调中性滤光片;B.S.为分束镜; L_1, L_2 为柱透镜; F_2 为高通滤光片; L_3 为球面透镜)

3. 理 论

对振动频率为 ν_q 的某一拉曼模式,在频率为 ν_p ,强度为 I_p 的抽运光作用下,其 SRS 的强度 $I_s(\nu_s, L)$ 可表示为

$$I_s(\nu_s, L) = I_{\text{sn}}(\nu_s) \{ \exp(g_s I_p L) - 1 \}, \quad (1)$$

式中 $\nu_s = (\nu_p - \nu_q)$ 是斯托克斯频率; $I_{\text{sn}}(\nu_s)$ 是自发拉曼噪声的强度; g_s 是拉曼增益系数; $g_s I_p = G_s$ 是拉曼增益; L 是抽运光和介质的作用长度.当介质中植入强度为 $I_{\text{seed}}(\nu_s)$ 的“种子”后, SRS 的初始放大光强由 $I_{\text{sn}}(\nu_s)$ 变为 $I_{\text{sn}}(\nu_s) + I_{\text{seed}}(\nu_s)$,

$$I_s(\nu_s, L) = [I_{\text{sn}}(\nu_s) + I_{\text{seed}}(\nu_s)] \exp(G_s L) - 1. \quad (2)$$

由于 $I_{\text{seed}}(\nu_s) \gg I_{\text{sn}}(\nu_s)$ 以及“种子”光的频率可调,可以选择性地获得频移为 ν_s 的拉曼模式的 SRS 光谱.

当某一拉曼活性模式位于介质的激光增益范围

内时,设激光增益为 G_1 ,则此拉曼模式的总增益将为 $G_1 + G_s$.考虑到斯托克斯光在介质中的吸收和散射损耗,设损耗系数为 α_{tol} ,则有

$$I_s(\nu_s, L) \propto [I_{\text{sn}}(\nu_s) + I_{\text{seed}}(\nu_s)] \times [\exp(G_1 + G_s - \alpha_{\text{tol}}) L]. \quad (3)$$

可见, G_1 和 G_s 的共同作用,可使激光增益范围内的拉曼模式以指数方式获得放大.当抽运强度较弱时, $I_s(\nu_s, L)$ 获得放大的条件(即 $G_1 + g_s I_p - \alpha_{\text{tol}} > 0$)决定于 G_1 .对拉曼增益系数分别为 $g_s(\nu_1)$ 和 $g_s(\nu_2)$ 且 $g_s(\nu_1) < g_s(\nu_2)$ 的两个拉曼模式,如果二者均在激光增益内,两个模式都可获得放大,如果仅仅前者在激光增益内,显然,弱增益模式获得放大.当抽运强度很强时,急剧增加的 $I_s(\nu_s, L)$ 使激光增益饱和, $G_s = g_s I_p \gg (G_1 - \alpha_{\text{tol}})$. (3) 式变为

$$I_s(\nu_s, L) \propto [I_{\text{sn}}(\nu_s) + I_{\text{seed}}(\nu_s)] \exp(G_s L). \quad (4)$$

显然, $\exp[g_s(\nu_2) I_p L] \gg \exp[g_s(\nu_1) I_p L]$ 的结果使弱增益的拉曼模式不容易获得放大.

4. 实验结果与讨论

乙醇的 C—H 伸缩模式在频移为 2800cm^{-1} 附近有四个拉曼峰,它们分别是^[15] ν_1 (频移为 2928cm^{-1}), ν_2 (2877cm^{-1}), ν_3 (2974cm^{-1}) 和 ν_4 (2730cm^{-1}).这四个拉曼模式的强度之比为 83:52:36:5.不采用“种子”植入方法,仅可观测到 ν_1 模式的 SRS 谱.在 532nm 激光线的激励下,四个拉曼模式的斯托克斯波长分别在 $\lambda_1 = 630.2\text{nm}$, $\lambda_2 = 628.2\text{nm}$, $\lambda_3 = 632.0\text{nm}$ 和 $\lambda_4 = 622.4\text{nm}$ 位置.罗丹明 640 激光染料的乙醇溶液,在 532nm 激光线激励下的荧光光谱如图 3(a) 所示.这种染料可在 616—660nm 间产生激光增益,激光净增益 ($G'_1 = G_1 - \alpha_{\text{tol}}$) 的峰值波长随染料的浓度增加而增加.所以,可用选择染料浓度的方法,让净增益的峰值和拉曼模式的斯托克斯波长重叠以实现增强该拉曼模 SRS 强度的目的.

4.1. SRS 随激光染料浓度的变化

在如图 2 所示的试验中,抽运强度固定在 $I_p = 2.3 \times 10^8 \text{W/cm}^2$,染料浓度从 $C_0 = 0$ 增加到 $C_3 = 6.04 \times 10^{-5} \text{mol/L}$,在 612—642nm 的波长区间做光谱测量.纯乙醇液滴的 SRS 光谱如图 2(a) 所示.我们仅能观测到 ν_1 ($\lambda_1 = 630.5\text{nm}$) 模式的 SRS 谱线.染

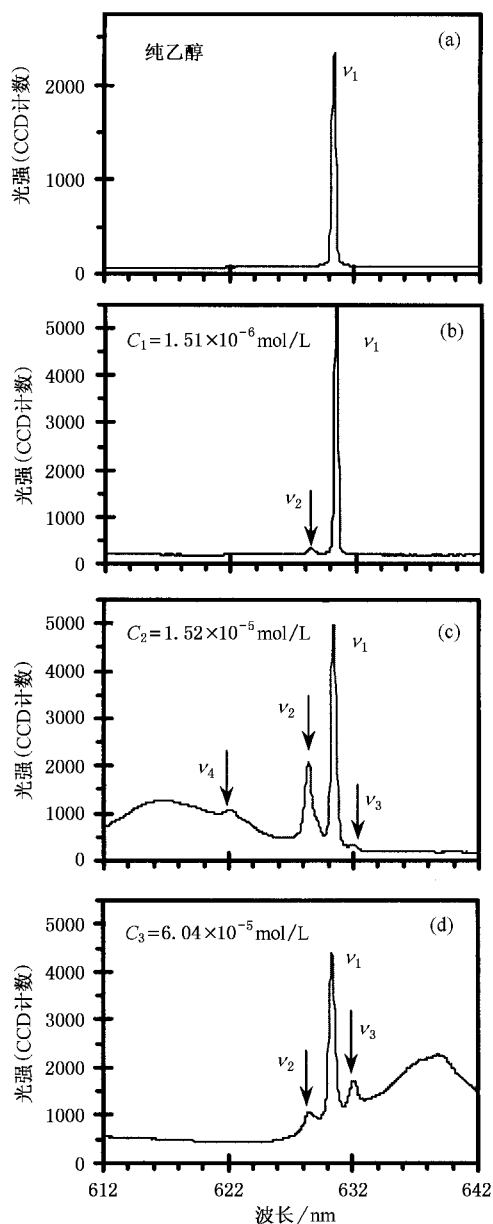


图2 抽运光强度固定在 $I_p = 2.3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$, SRS 随激光染料浓度的变化((a)至(d))激光染料浓度分别为 $C_0 = 0$, $C_1 = 1.51 \times 10^{-6} \text{ mol/L}$, $C_2 = 1.52 \times 10^{-5} \text{ mol/L}$, 以及 $C_3 = 6.04 \times 10^{-5} \text{ mol/L}$)

料浓度 $C_1 = 1.51 \times 10^{-6} \text{ mol/L}$ 的乙醇液滴的 SRS 光谱如图 2(b) 所示. 除 ν_1 外, ν_2 ($\lambda_2 = 628.5 \text{ nm}$) 模式的 SRS 谱线已清晰可见. 此外, ν_1 谱线的强度是图 2(a) 时的 2.2 倍. 由于 ν_1 和 ν_2 都处于罗丹明 640 激光染料的荧光辐射区域, 此外, $C_1 = 1.51 \times 10^{-6} \text{ mol/L}$ 的浓度不足以产生染料激光. 我们认为, ν_2 的出现以及 ν_1 强度的增加是“荧光内部种子植入”的结果. 当 LDS751 染料分子的拉曼模的斯托克斯波长位于

染料的荧光辐射区时, 李昌勇等人^[16]也观测到这种染料分子的多条 SRS 和 anti-SRS 谱线. $C_2 = 1.52 \times 10^{-5} \text{ mol/L}$ 的乙醇液滴的 SRS 光谱如图 2(c) 所示. 在 612—630 nm 的波长区间可以看到一个突起的宽峰. C—H 伸缩系列模式的四个拉曼模都已出现 (ν_3 : $\lambda_3 = 632.3 \text{ nm}$; ν_4 : $\lambda_4 = 622.7 \text{ nm}$) 并叠加在此宽峰上. 注意到“宽峰”的峰值波长 ($\sim 617 \text{ nm}$) 相对于荧光的峰值波长 ($\sim 611 \text{ nm}$) 有近 6 nm 的“红移”, 以及“宽峰”的积分强度和抽运强度间的阈值特征^[9], 我们认为, 此峰是染料在液滴中的激光辐射. ν_3 和 ν_4 两个弱拉曼模的 SRS 在激光增益的支持下出现. $C_3 = 6.04 \times 10^{-5} \text{ mol/L}$ 的乙醇液滴的 SRS 光谱如图 2(d) 所示. 染料激光的“宽峰”移动到峰值波长 $\sim 639 \text{ nm}$ 位置. 此时, $G_1(\nu_3) > G_1(\nu_1) > G_1(\nu_2) > G_1(\nu_4)$, ν_3 模的 SRS 强度超过了 ν_2 模. 由于 $G_1(\nu_4) \sim 0$, 不再能够观测到 ν_4 模的 SRS. 在图 2(c) 和 (d) 中, ν_1 模的强度均小于图 2(b) 中它的强度. 这一现象可能是由于部分抽运能量转移到激光辐射, 拉曼介质的增益 $G_s = g_s I_p$ 降低所造成. 图 2(b)(c)(d) 的结果表明, 拉曼和激光增益的叠加方法能比“荧光内部种子植入”方法更有效地增强弱增益拉曼模的 SRS 信号.

4.2. SRS 随激光抽运强度的变化

在如图 3 所示的实验中, 光谱测量的波长范围为 605—635 nm. 为了让染料激光的峰值和 ν_1 — ν_4 模式更好的重叠, 激光染料浓度固定在 $C_4 = 3.05 \times 10^{-5} \text{ mol/L}$, 抽运强度从 $I_p = 3.9 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ 增加到 $3.6 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ (当 $I_p \geq 8 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 时, 激光诱导等离子体效应将导致液滴损坏). $I_p = 3.9 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ 时, 仅仅能观测到如图 3(a) 所示的激光染料分子的荧光光谱. 在此抽运强度下, 乙醇分子 C—H 伸缩模式的拉曼增益太弱, 所产生的自发拉曼散射完全淹没在染料分子的荧光噪声中. $I_p = 5.5 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 时, 如图 3(b) 所示: ν_1 , ν_2 和 ν_3 模式的 SRS 光谱, 都已出现并叠加在峰值为 623 nm 的激光“宽峰”上. 此时的抽运强度仍不足以使 ν_4 模式产生 SRS. $I_p = 1.2 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 时, ν_1 , ν_2 , ν_3 和 ν_4 模式的 SRS 光谱, 在激光增益的支持下, 都出现在如图 3(c) 中. $I_p = 3.6 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 时的乙醇液滴的 SRS 光谱如图 3(d) 所示. 可见, 第一, 伴随 ν_1 模 SRS 强度的增加, ν_2 模的强度降低了, ν_3 , ν_4 模的 SRS 谱消失了. 我们认为, ν_1 模的强斯托克斯场 $I_s(\nu_1, L)$ 使激光增益处

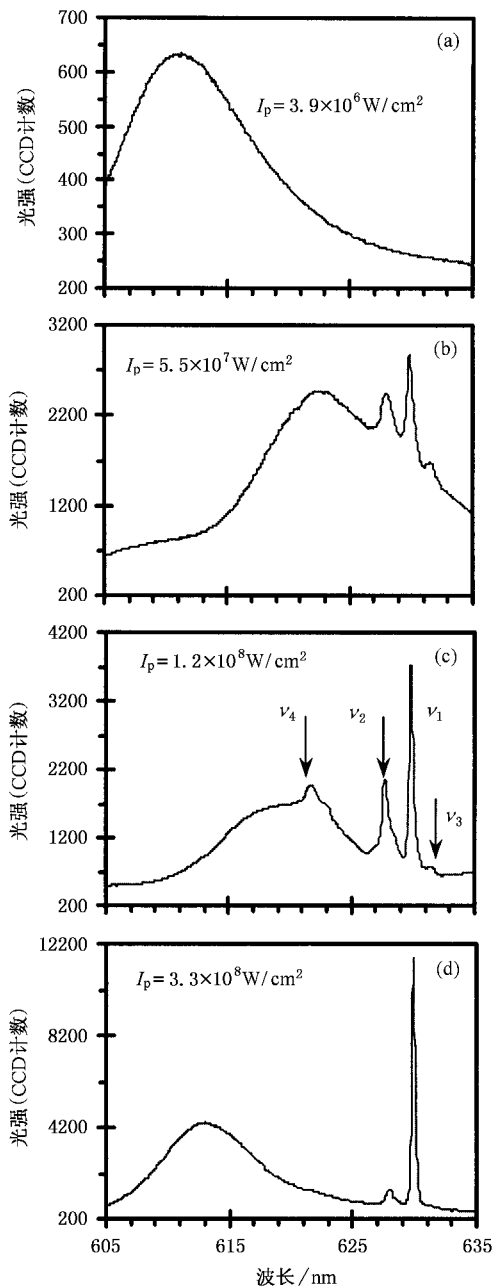


图3 激光染料浓度固定在 $C_4 = 3.05 \times 10^{-5} \text{ mol/L}$ SRS 随激光抽运强度的变化((a)至(d), 抽运强度分别为 $I_p = 3.9 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$, $5.5 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$, $1.2 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$, 以及 $3.3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$)

于饱和状态. 此时, $G_s = g_s I_p \gg (G_1 - \alpha_{\text{tot}})$, 各个拉曼模的 SRS 场都满足(4)式. 由于 $g_s(\nu_1) > g_s(\nu_2) > g_s(\nu_3) \gg g_s(\nu_4)$, 在各个模式的斯托克斯场对抽运场能量的竞争中, ν_3 和 ν_4 模式处于劣势而使其 SRS 不能得到放大. 第二“宽峰”(峰值在 612nm 处)移至荧光光谱(如图 3(a)所示)位置. 由于染料分子在荧光峰值波长区域对光的吸收较强, 染料激光不能产

生于荧光峰值波长区域^[17]. 换言之, “宽峰”的辐射不再是激光而是荧光. 强度很大的荧光“宽峰”的存在表明, 光致“漂白”和光致染料分子的离解不太可能是染料激光消失的原因. 由此产生强抽运场怎样使染料激光淬灭的问题.

4.3. 染料激光的淬灭机理

圆形腔中的受激辐射受 WGM 的支持获得放大. 如果不计及 WGM 之间的相互作用以及介质的拉曼增益, 对频率为 ν_i 的第“ i ”个 WGM(如下简称“ i ”模式), 其光子速率方程满足^[7]

$$d\phi_i/dt = v[\alpha(\nu_i)\Delta N - \alpha_i]\phi_i, \quad (5)$$

式中 ϕ_i 是光子通量; v 是光在液滴中的传播速度; $\alpha(\nu_i)$ 是频率为 ν_i 处的受激辐射截面; ΔN 是激光增益介质的反转粒子数密度; α_i 是此模式的损耗. 对毫米尺度的液滴, 考虑到在乙醇的拉曼线宽 ($\sim 10\text{cm}^{-1}$) 内存在大量的 WGM^[11]. 对线宽为 $\Delta\nu_r$ 的拉曼模式, 在其处于激光增益区内时, 计及介质的拉曼增益, 此拉曼模式的光子速率方程满足

$$d\phi/dt = \sum d\phi_j/dt \\ = v \sum [\alpha(\nu_j)\Delta N + g_s(\nu_j)I_p - \alpha_j]\phi_j \quad (6)$$

式中 ν_j 是 $\Delta\nu_r$ 内第“ j ”个 WGM(如下简称“ j ”模式)的频率. 求和遍及 $\Delta\nu_r$ 内所有的 WGM. 为分析方便, 假定 1) 激光增益区域内 $\alpha(\nu_i) = \alpha(\nu)$, $\alpha_i = \alpha$; 2) 拉曼线宽 $\Delta\nu_r$ 内 $g_s(\nu_j) = g_s(\nu)$, $\alpha_j = \alpha$. 则(5)(6)两式简化为

$$d\phi_i/dt = v[\alpha(\nu)\Delta N - \alpha]\phi_i, \quad (5')$$

$$d\phi_j/dt = v[\alpha(\nu)\Delta N + g_s(\nu)I_p - \alpha]\phi_j. \quad (6')$$

对简化的染料激光三能级系统, 增益介质的反转粒子数密度速率方程满足

$$d\Delta N/dt = R_p + (\Gamma_{10} - 2\Gamma_{21})N_1 \\ - \alpha(\Gamma_{21} + W_{\text{tot}})\Delta N, \quad (7)$$

式中 $\Delta N = N_2 - N_1$; N_2 , N_1 和 N_0 分别是激光上、下能级以及基态能级的粒子数密度; R_p 是激光上能级的抽运速率; Γ_{kl} 是“ k ”到“ l ”能级间的非辐射跃迁速率; 总的受激辐射跃迁速率 $W_{\text{tot}} = \sum \alpha(\nu)\phi_j + \sum \alpha(\nu)\phi_i$. 其中, 第一个求和遍及 $\Delta\nu_r$ 内的 WGM; 第二个求和遍及 $\Delta\nu_r$ 外的 WGM.

无拉曼增益时, 由(5')式可见, 激光增益区域内各个 WGM 的 $d\phi_i/dt$ 相同. R_p 的作用使 $[\alpha(\nu)\Delta N - \alpha] > 0$, $d\phi_i/dt > 0$ 导致增益区域内各个 WGM 的光

子数量剧增而产生激光.另一方面,由(7)式可见,随 $\phi = \sum \phi_i$ 增加的 $W_{\text{tot}}^0 = \phi\sigma(\nu)$ 使增益饱和,并在稳态时使 $d\Delta N/dt = 0$,反转粒子数密度将稳定在阈值 $\Delta N_0 = \alpha/\sigma(\nu)$.此时, $d\phi_i/dt = 0$,对均匀加宽的染料分子,增益区内的各个 WGM 以相同的强度产生激光辐射.

拉曼增益和激光增益重叠时,由(6')式可见,“ j ”模式的光子增长速率大于“ i ”模式,即 $d\phi_j/dt > d\phi_i/dt$.然而,“ i ”模式在稳态时的反转粒子数密度仍然稳定在 $\Delta N_0 = \alpha/\sigma(\nu)$.此时, $d\phi_i/dt = 0$, $d\phi_j/dt = v[g_s(\nu)I_p]\phi_j > 0$.拉曼增益区内继续增加的光子数使得 $W_{\text{tot}} > W_{\text{tot}}^0$,反转粒子数密度继续降低至 $\Delta N < \Delta N_0$.对均匀加宽的激光染料介质,在拉曼增益区域外的模式将停止激光振荡.由于拉曼增益随 I_p 线性增加,上述现象在 I_p 较大时应较为突出.我们认为,强抽运条件下产生的 SRS 场是染料激光淬灭的原因.

比较图 3(b)和(c),在抽运强度增加两倍后, ν_1 模式的强度增加了 2.3 倍,但是,激光“宽峰”的峰值强度却降低了近 1/3.显然,在 $I_p = 1.2 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 时,乙醇的 SRS 场已经减弱了染料的激光辐射.当抽运从 $I_p = 1.2 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 增加到 $3.3 \times 10^8 \text{ W/cm}^2$ 时, ν_1 模式的 SRS 强度增加了近 4 倍,染料激光则完全被 ν_1 模式的 SRS 场淬灭.

5. 结 论

1. 当分子的拉曼模式处于染料介质的激光增益区内时,激光增益能够增强弱拉曼模式的 SRS 强度.此方法比“荧光内部种子植入”方法能更有效地增强弱拉曼模式的 SRS 信号.

2. SRS 信号能够部分或完全地淬灭激光辐射.在应用激光增益增强弱拉曼模式的 SRS 信号时,要选择适当的抽运激光强度,或者让强增益的拉曼模式处于染料的荧光区域之外.

- [1] Shen Y R 1984 *The Principle of Nonlinear Optics* (New York :Wiley) chap 10 pp141 – 186
- [2] Kwok A S and Chang R K 1992 *Opt. Lett.* **17** 1262
- [3] Pasternack L , Fleming J W and Owrutsky J C 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 1510
- [4] Popp J and Roman V E 1999 *J. Mol. Stru.* **480 – 481** 323
- [5] Roman V E , Popp J , Fields M H and Kiefer W 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 370
- [6] Schlucher S , Roman V E , Kiefer E and Popp J 2001 *Anal. Chem.* **73** 3146
- [7] Kwok A S and Chang R K 1993 *Opt. Lett.* **18** 1597
- [8] Pu X Y , Chan C W , and Lee W K 2000 *Opt. Lett.* **25** 1514
- [9] Pu X Y , Xia Y J and Lee W K 2002 *Chin. Phys. Lett.* **19** 500
- [10] Chang S , Rex N B and Chang R K 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1224

- [11] Pu X Y and Lee W K 2000 *Chin. Phys.* **9** 827
- [12] Pu X Y and Lee W K 2000 *Opt. Lett.* **25** 466
- [13] Uetake S , Katsmagawa M , Suznki M and Haknta K 2000 *Phys. Rev. A* **61** 1803
- [14] Wu Y , Yang X and Leung P T 1999 *Opt. Lett.* **24** 345
- [15] Schrader B and Meier W 1974 *Raman-Infrared Atlas of organic Compounds* (Verlag Chemie GmbH , Weinheim , Germany) spectrum A 3 – 11
- [16] Li Y C , Zhang L J , Xiao L T , Yin W B , Ma W G and Jia S T 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 814 (in Chinese) [李昌勇、张临杰、肖连团、尹王保、马维光、贾锁堂 2002 物理学报 **51** 814]
- [17] Qian S X , Snow J B , Tzeng H M and Chang R K 1986 *Science* **231** 486

Observation of stimulated Raman scattering of weak-gain Raman modes by means of lasing gain^{*}

Pu Xiao-Yun Yang Zheng Jiang Nan Chen Yong-Kang Dai Hong

(*Department of Physics, Yunnan University, Kunming 650091, China*)

(Received 14 November 2002; revised manuscript received 22 January 2003)

Abstract

The enhancement of stimulated Raman scattering (SRS) of weak-gain Raman modes is demonstrated by overlapping the Stokes wavelengths of the Raman modes with Dye lasing gain. Four SRS spectral lines related to C-H stretching modes of ethanol in a $\sim 10^{-5}$ mol/L Rhodamine 640-doped ethanol pendant drop can be observed, which are supported by the lasing gain of Rhodamine 640. The dye lasing is found to be partially and even totally suppressed by the intense SRS of ethanol as the pump intensity increasing from 1.2×10^8 W/cm² to 3.3×10^8 W/cm².

Keywords : stimulated Raman scattering, pendant drop, weak-gain Raman mode, lasing gain

PACC : 3320F, 4255M, 4260D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10174060).