

## 650 nm 连续 He-Ne Raman 激光

黄植文 赵绥堂

金浩然

(北京大学物理系)

(北京大学无线电电子学系)

**摘要:** 本文通过实验证实了 CW He-Ne 六波长激光中 650 nm 波长的激光是腔内受激 Raman 散射过程。研究了 650 nm Raman 激光的性质,并测量了增益系数。

### 650nm CW He-Ne Raman laser

Huang Zhiwen, Zhao Suitang

(Department of Physics, Peking University, Beijing)

Jin Haoran

(Department of Radio-Electronics, Peking University, Beijing)

**Abstract:** 650nm laser line of the six wavelenth He-Ne laser is experimentally verified as the stimulated Raman scattering emission in the cavity. The characteristics of the Raman emssion has been studied and its gain coefficient is given.

### 一、引言

常用的连续 He-Ne 激光在红外波段有  $3.39 \mu\text{m}$ 、 $1.52 \mu\text{m}$ 、 $1.15 \mu\text{m}$  波长的激光;在可见光波段有 633 nm、640 nm、612 nm、629 nm、635 nm、730 nm、605 nm、594 nm 及 543 nm 波长的激光输出,他们分别属于 Ne 能级  $3S_2-2P_n$  ( $n=1, \dots, 8, 10$ ) 的受激辐射。通常是用色散棱镜选频分别得到的<sup>[1,2]</sup>,这些单频激光器国内外均有商品出售。在研究 He-Ne 激光器中,人们也发现 He-Ne 激光器有时可同时辐射多波长的激光<sup>[3]</sup>,在  $1.15 \mu\text{m}$  连续 He-Ne 激光器上曾发现其上能级辐射三波长的激光;最近,首次在 He-Ne 激光器上观察

到 6 波长的激光同时输出的现象<sup>[4]</sup>,波长分别为 612 nm、629 nm、633 nm、635 nm、640 nm 和 650 nm,这一发现引起了国内外许多激光工作者的兴趣。我们在中国计量研究院和北京大学物理系的 He-Ne 激光器上分别重现了 6 条波长输出的现象,并对此做了多项实验,发现 650 nm 波长的激光的准确波长为  $650.00 \pm 0.05 \text{ nm}$ ,证实了此波长的激光是在 632.8 nm 激光  $1S_5$  和  $1S_4$  能级间的受激 Raman 散射过程。

### 二、原理

650.0 nm Raman 过程能级间跃迁中,初态为 Ne 原子的  $1S_5$  能级,末态为  $1S_4$  能级,

收稿日期: 1987 年 6 月 17 日。

$2P_s$  是近共振的中间态。用波数表示的能量关系有:

$$\tilde{G}_{1S_5} + \tilde{G}_{633\text{nm}} - \tilde{G}_{2P_s} = 15.6 \text{ cm}^{-1} \quad (1)$$

$1S_5$  能级吸收一个  $632.8 \text{ nm}$  光子后对应的虚能级与  $2P_s$  能级差为  $15.6 \text{ cm}^{-1}$ , 由此得到的受激 Raman 激光波长理论值应为

$$\lambda_{\text{vacuum}} = 650.172 \text{ nm} \quad (2)$$

折合成空气中波长:

$$\lambda_{\text{air}} = 649.992 \text{ nm} \quad (3)$$

对三能级的近共振 Raman 过程, Raman 散射截面为<sup>[5~7]</sup>

$$\sigma_R = \frac{e^4 g_1 f_1 g_2 f_2 \nu_R}{32 \pi^2 \epsilon_0^2 m^2 h c^2 \nu_1 \nu_2 \Delta \nu^2 \Gamma} \quad (4)$$

式中,  $f_1$  和  $f_2$  是  $1S_5-2P_s$  和  $1S_4-2P_s$  之间的振子强度因子;  $g_1, g_2$  为相应的能级简并度;  $\nu_1, \nu_2$  是相应的跃迁频率;  $\nu_R$  是 Raman 跃迁频率;  $\Gamma$  是 Raman 增益线宽;  $\Delta \nu$  是虚能级与  $2P_s$  能级的频率差。小信号 Raman 增益系数:

$$g_R = \sigma_R \cdot N \cdot I_p \quad (5)$$

$N$  是  $1S_5$  能级粒子数密度;  $I_p$  是泵光光强。当腔内  $633 \text{ nm}$  激光能量足够强, 产生的 Raman 增益足以克服腔内损耗时,  $650 \text{ nm}$  的 Raman 激光振荡就可以形成。

### 三、实验结果及分析

实验装置如图 1。增益区长  $l=100 \text{ cm}$ , 总腔长  $L=127 \text{ cm}$ , 放电电流为  $16 \text{ mA}$ ,  $G$  为光栅(1200条/mm), 一级衍射效率为 58%。反射镜曲率半径:  $R_1=R_2=3 \text{ m}$ , 透过率为

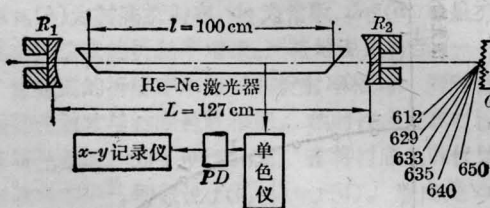


图 1 实验装置图

放电电流  $I=16 \text{ mA}$ ,  $d=2.3 \text{ mm}$

0.20%。用光栅可将 He-Ne 激光的 6 个波长在空间展开, 见图 2 照片。用分辨本领为  $0.05 \text{ nm}$  的单色仪测得各波长分别为  $611.8 \text{ nm}$ ,  $629.4 \text{ nm}$ ,  $632.8 \text{ nm}$ ,  $635.2 \text{ nm}$ ,  $640.1 \text{ nm}$  及  $650.0 \text{ nm}$ 。我们用旁侧荧光的波长来定标, 将  $650.0 \text{ nm}$  的 Raman 激光导入单色仪中, 用记录仪记下  $650.0 \text{ nm}$  激光波长。

实验测得的波长值为:  $\lambda'_{\text{vacuum}} = 650.16 \text{ nm}$ ,  $\lambda'_{\text{air}} = 649.98 \text{ nm}$ , 与 (2)、(3) 式理论计算值比较, 在误差范围内两者完全符合。

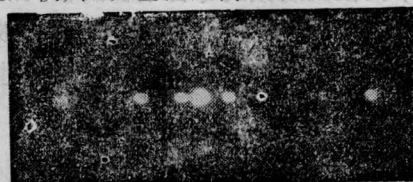


图 2 空间分开的 6 波长激光  
(由左→右为  $612 \rightarrow 650 \text{ nm}$ )

如果  $650.0 \text{ nm}$  激光是来自  $1S_5$  和  $1S_4$  能级间的  $633 \text{ nm}$  激光的受激 Raman 散射, 则  $650 \text{ nm}$  激光的模式应和  $633 \text{ nm}$  激光的模式相同。图 3 是我们用自由光谱范围为

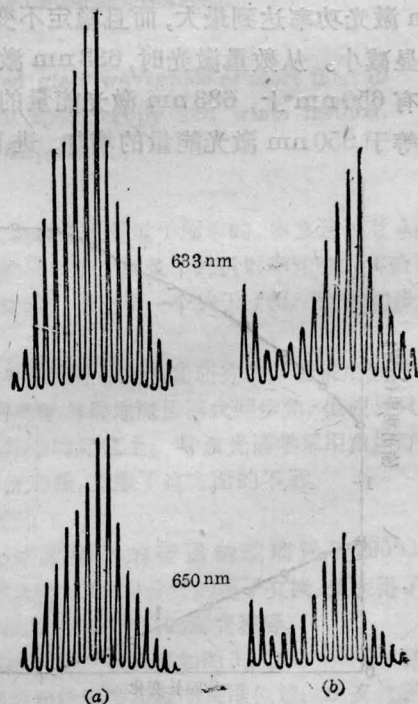


图 3  $633 \text{ nm}$  和  $650 \text{ nm}$  的激光模式

1800 MHz 的扫描干涉仪测量的 650 nm 激光和 633 nm 激光的模式频谱比较图, (a) 和 (b) 分别表示两种典型状态的纵模频谱。上图为 633 nm 激光, 下图为 650 nm 激光。从图上看 650 nm 激光的模式与 633 nm 激光的模式完全相同, 且随着 633 nm 激光模式的变化而变化。说明 650 nm 激光确是 633 nm 激光激发的腔内受激 Raman 散射过程。

点燃激光管后, 观察到 650 nm 激光输出功率由极大衰减到零再增长到极大的周期变化过程。这是由于放电管发热, 使激光器腔长伸长所致。因为只有某些腔长值才能使 650 nm 和 633 nm 同时满足谐振条件。可以通过下式求得腔长变化周期  $\Delta L$  为:

$$\Delta L = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \quad (6)$$

$\lambda$  为 633 nm 波长,  $\Delta\lambda$  为 650 nm 和 633 nm 的波长差。由式 (6) 求得  $\Delta L$  约为  $12 \mu\text{m}$ 。图 4 给出 650 nm 激光 (曲线 1) 和 633 nm 激光 (曲线 2) 输出功率周期变化的部分曲线。可以清楚地看到, 腔内无 650 nm 激光时, 633 nm 激光功率达到最大, 而且稳定不变, 当腔明显减小。从数量激光时, 633 nm 激光功率内有 650 nm 上, 633 nm 激光能量的减少几乎等于 650 nm 激光能量的增加, 进而证实

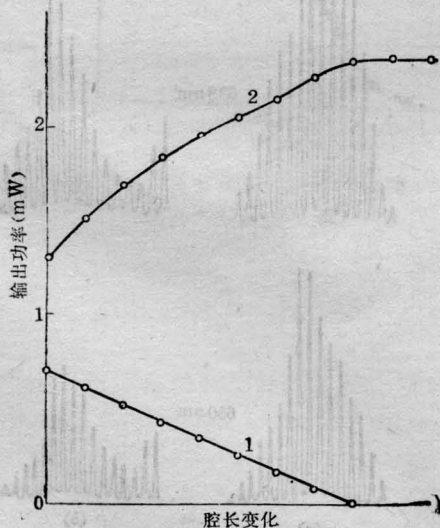


图 4 激光功率随腔长变化

633 nm 的激光能量是通过受激 Raman 散射过程转变为 650 nm 的 Raman 激光能量了。

在实验过程中, 还发现磁场对 650 nm 激光的影响很大。图 5 给出沿放电毛细管放置磁铁的位置及次序。磁铁是按编号依次加入的。每块磁铁在毛细管处最大磁场约为 400 G。图 6 给出激光输出功率随所加磁铁块的变化。曲线 1 为 650 nm 激光的输出功率, 曲线 2 为腔内有 650 nm 激光振荡时 633 nm 激光的输出功率, 曲线 3 为腔内无 650 nm 激光振荡时 633 nm 激光的输出功率。从曲线 1 可以看出, 沿放电管加轴向不均匀磁场时 650 nm 激光强度减弱, 当加到 8 块磁铁时 650 nm 激光就完全消失了。所以通常使用的一米腔长的 633 nm 商品激光器观察不到 650 nm 的激光振荡。曲线 3 表明磁场使 633 nm 激光功率增强, 由于轴向非均匀磁场抑制了  $3.39 \mu\text{m}$  的激射, 从而提高了 633 nm 激光的增益, 使 633 nm 激光输出功率增加。比较曲线 2 和曲线 3, 可以看出, 当磁铁加到

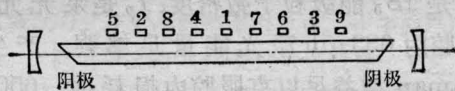


图 5 磁铁位置及放置次序

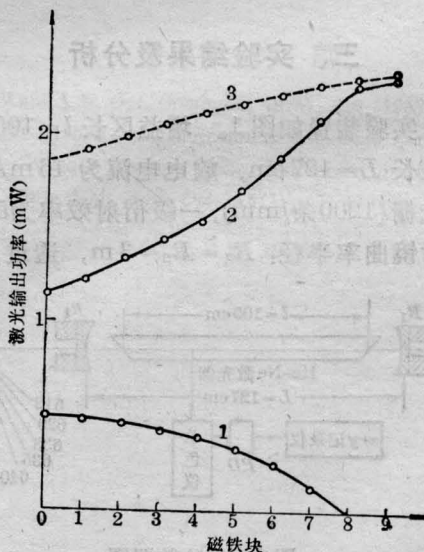


图 6 激光输出功率随磁铁块的变化

8块和9块时,腔内650nm激光消失,此处两条曲线非常接近,当腔内有650nm激光振荡时,曲线2随磁铁块的减少激光功率下降比曲线3快得多,650nm激光输出功率越大,633nm激光功率下降越多。同样,633nm激光下降多的这部分功率是通过受激Raman散射过程变成了650nm的激光功率。

从图4可以得到650nm激光的最大输出功率为0.70mW,这时633nm激光输出功率为1.3mW,通过测量腔镜的透过率为 $2 \times 10^{-4}$ ,可推算腔内的激光功率650nm为3.5W,633nm为6.5W,转换效率达35%。对称共焦腔的腰粗 $w_0$ 为

$$w_0 = \left[ \frac{\lambda^2}{4\pi^2} (2RL - L^2) \right]^{1/4}$$

当 $R=3m$ ,  $L=127cm$ ,  $w_0=0.050cm$ 。光束的有效截面积 $A$ 为:

$$A = \frac{\pi w_0^2}{1.26} = 6.2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

腔内633nm单位面积平均光强 $I_p$ 为:

$$I_p = 1.05 \times 10^3 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$$

根据650nm激光输出功率随腔长变化的周期现象,可以估测650nm增益全线宽

(上接第659页)

$$A = \frac{1}{2} (A_0 + B_0);$$

$$A_k = \frac{1}{2} [(A_{2k} + B_{2k}) - (A_{2k-2} + B_{2k-2})]$$

$$(k=1, 2, 3, \dots)$$

$$A_i = \sqrt{(2i+1)\lambda |M_a| d/2},$$

$$B_i = \sqrt{(i+1)\lambda |M_a| d}$$

$$(i=0, 1, 2, \dots); \quad h/H \approx 25\%$$

可见,对于波长一定的激光,衍射条纹的间距与 $\sqrt{|M_a|d}$ 成正比。由于材料表面对光能的吸收为光斑能量分布的局部平均值,只要我们尽可能减小衍射距离 $d$ ,则可能利用装置实现激光对材料表面的均能扫描。

## 七、结 论

利用光学手段,将单模高斯光束对称分

为80MHz,相应的Raman散射截面为 $1.1 \times 10^{-26} \text{ m}^4 \cdot \text{W}^{-1}$ 。因为 $1S_5$ 是亚稳态,能级寿命为2s, $1S_4$ 相对 $1S_5$ 来说粒子数很少, $1S_5$ 能级粒子数密度为 $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ 。由公式(5)Raman增益系数:

$$g_R = N \cdot \sigma_R \cdot I_p = 6.6 \times 10^{-2} \text{ m}^{-1}$$

腔内单程损耗约为 $10^{-3} \text{ m}^{-1}$ 量级,增益大于损耗,所以,Raman激光振荡可以形成。

感谢中国计量科学院赵克功院长的帮助和启发,感谢郑乐民教授提出650nm激光可能是受激Raman过程的启示,感谢王庆吉副教授有益的讨论。感谢上海市玻璃仪器一厂提供的优质膜片。

## 参 考 文 献

- 1 游大江 *et al.* 中国激光, **11**(1), 34(1984)
- 2 Moore C E. Atomic Energy Levels, **1**, Circular 467 of the US National Bureau of Standards Washington D. C 1949
- 3 赵绥堂 *et al.* 中国激光, **13**(5), 314(1986)
- 4 赵克功, 计量学报, (3), (1987)
- 5 Djeu N *et al.* Appl. Phys. Lett., **30**, 473(1978)
- 6 Heitler W. The Quantum Theory of Radiation, London, England, 1954
- 7 Marcuse D. Principle of Quantum Electronics, Academic, New York, 1980, p. 382

割后,可以重新迭合成沿垂直于分割线方向宽度约高斯光束半径1.1倍的均能光斑。本文所提出的简单光学系统可以方便地对光束进行分割和组合,并能利用柱面镜单方向放大的特性,获得不同宽度及不同能量密度的带形光斑。在大功率激光对材料表面处理的研究和应用中,这种简易可行的激光宽带聚焦系统应能发挥积极作用。

## 参 考 文 献

- 1 Kawamura Y *et al.* Opt. Commun., **48**, 44(1983)
- 2 Dagenais D M *et al.*, Appl. Opt., **24**, 671(1985)
- 3 Li J C(李俊昌) *et al.* Revue de Physique Appliquée, **218**, 425 (1986)
- 4 Goodman J W. Introduction to Fourier Optics, McGraw Hill Book Cy, N. Y., 1968
- 5 Girardeau-Montaut J P *et al.* Opt. Commun., **57**, 16(1986)