

# 自旋反转喇曼激光器

曹 洪 如

(中国科学院安徽光机所)

## 提 要

本文评述了自旋反转喇曼激光器的基本原理、发展情况及其应用。在原理部分着重物理图象和物理概念的建立,而避免复杂的数学推导。较全面地介绍了国外SFR激光器的发展情况并分析了其特点及可能发展的方向。

## 一、引 言

自旋反转喇曼激光器(简称SFR激光器)在高分辨率光谱学及光化学等领域内已经成为一种很有用的装置。同现在可能得到的任何其它激光器相比,SFR激光器在红外区具有最宽的可调谐范围和最高的连续输出功率。

作为一种新型的可调谐激光器,由于它具有极窄的线宽<sup>[1]</sup>(1千赫)、较大的功率<sup>[2]</sup>以及还可以做到精细调谐和高稳定度<sup>[3]</sup>的特点,一开始就引起了研究者的广泛重视和极大兴趣,并且得到了很迅速的发展。

## 二、基本 原 理

自旋反转喇曼激光器是基于半导体中传导电子的自旋反转受激喇曼散射的可调谐激光器。

众所周知,印度物理学家喇曼(Raman)曾发现光被一种物质散射后改变了频率,并且这种频率的改变量 $\Delta\nu$ 只与散射物质本身的性质有关。这就是所谓的喇曼散射。

用量子图象描述喇曼散射。如图1(a)所示,在自发喇曼散射中,消失一个入射光子 $h\nu_p$ ,可使物质由量子态 $|a\rangle$ 跃迁到量子态

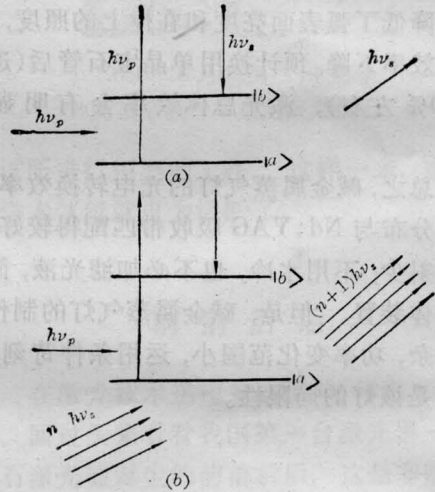


图1 喇曼散射的量子图象  
(a) 自发散射; (b) 受激散射

$|b\rangle$ ,同时放出一个 $h\nu_s$ 的散射光子。在受激喇曼散射中,如图1(b)所示,上述过程的进行变成 $n$ 个 $h\nu_s$ 散射光子感应放出一个与原来的 $h\nu_s$ 光子性质(方向、偏振、频率等)一样的散射光子。

喇曼散射可以看作入射光被分子振动调制而形成的。这时,极化率 $\chi$ 不再是常量而是原子位置 $y$ 的函数,即 $\chi=\chi(y)$ 。在平衡位置( $y=0$ )附近,把 $\chi$ 用泰勒级数展开得:

收稿日期:1979年3月27日。

$$\chi(y) = \chi_0 + \left(\frac{d\chi}{dy}\right)_0 y + \frac{1}{2} \left(\frac{d^2\chi}{dy^2}\right)_0 y^2 + \dots \quad (2.1)$$

在一级近似下, 可以认为分子振动是频率为  $\nu_0$  的谐振动, 即:

$$y = y_0 \cos 2\pi\nu_0 t \quad (2.2)$$

式中  $y_0$  是振幅。

假若照射在分子上的光波为

$$E = E_0 \cos 2\pi\nu_p t,$$

它在分子上产生出电偶极矩:

$$\begin{aligned} P = \chi E = & \left[ x_0 + \frac{1}{4} \left(\frac{d^2\chi}{dy^2}\right)_0 y_0^2 \right] E_0 \cos 2\pi\nu_p t \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{d\chi}{dy}\right)_0 y_0 E_0 \cos 2\pi(\nu_p - \nu_0)t \\ & + \frac{1}{2} \left(\frac{d\chi}{dy}\right)_0 y_0 E_0 \cos 2\pi(\nu_p + \nu_0)t + \dots \end{aligned} \quad (2.3)$$

正是由于这个极化量  $P$  包含有频率为  $\nu_p \pm \nu_0$  及  $\nu_p \pm 2\nu_0$  等一系列分量, 所以在散射光中除了保留有抽运频率  $\nu_p$  的光以外, 还可能存在  $\nu_p - \nu_0$ 、 $\nu_p - 2\nu_0 \dots$  和  $\nu_p + \nu_0$  等频率的光(如图 2 所示), 前者称为斯托克斯(Stokes)线、二级斯托克斯线, ……后者称为反斯托克斯线。

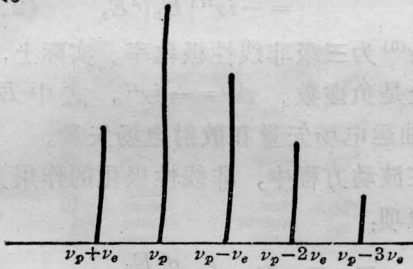


图 2 斯托克斯分量和反斯托克斯分量

当调制不是由分子振动能级而是由置于磁场中的分裂的自旋能级所参与时, 这种喇曼散射就称为自旋反转喇曼散射。

把半导体置于磁场  $B$  中, 描述导带的简单的抛物线能带合并成一维朗道支能带:

$$\begin{aligned} E = E_0 + \hbar^2 K_z^2 / 2m^* + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \\ \pm \frac{1}{2} g^* \mu_B B \end{aligned} \quad (2.4)$$

这里,  $E_0$  表示导带底的能级, 也就是禁带宽度;  $m^*$  为电子的有效质量

$$\left[ m_z^* = \hbar^2 \left( \frac{\partial^2 E}{\partial K_z^2} \right)^{-1} \right];$$

$n$  是朗道轨道量子数;  $\omega_c$  为电子回旋频率 ( $\omega_c = eH/m^*c$ );  $g^*$  为传导电子的有效  $g$  因子;  $\mu_B$  为玻尔磁子 ( $eh/2mc$ )。在这里,  $B$  在  $z$  方向, 所以  $K_z$  为  $K$  在磁场方向的分量。

图 3 示出了半导体能带结构和它在磁场中的朗道支能带。  $m_s = \pm \frac{1}{2}$  表示在磁场  $B$  中由于传导电子自旋的量子化而引起的能级分裂。  $n=0, 1, 2$  表示不同的回旋能级。过程 ① 表示  $\Delta n=0$ 、 $|\Delta m_s|=1$  为传导电子的自旋反转跃迁。过程 ②、③、④ 分别称为复合共振跃迁、自旋反转跃迁和回旋能级跃迁。

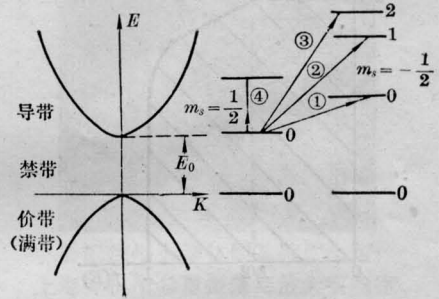


图 3 半导体能带结构和在磁场中的朗道支能带

对于自旋反转受激喇曼散射来说, 重要的是过程 ①, 因为这种受激散射过程往往发生在  $\Delta n=0$  的朗道支能级上。很容易看出这个自旋反转能级的差为:

$$E_b - E_a = |g^*| \mu_B B \quad (2.5)$$

根据上面的讨论, 我们立即可写出 Stokes 和反 Stokes 分量:

$$\begin{aligned} \text{Stokes: } \nu_s &= \nu_p - \frac{E_b - E_a}{h} \\ &= \nu_p - |g^*| \frac{eB}{2mc} \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \text{反 Stokes: } \nu_{as} &= \nu_p + \frac{E_b - E_a}{h} \\ &= \nu_p + |g^*| \frac{eB}{2mc} \end{aligned} \quad (2.7)$$

由此可见, Stokes 输出或反 Stokes 输出可以通过改变磁场  $B$  而得到连续调谐。

在半导体中电子占据  $E$  能级的几率为:

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{KT}} + 1} \quad (2.8)$$

$f(E)$  称为费米分布函数, 其中  $K$  是玻尔兹曼常数。式中的能量  $E_F$  是一个参量, 在统计理论中称为费米能级。

图 4 示出了费米分布函数。可以看出, 费米能级是描述电子分布的一个重要参量。绝大部分电子分布在低于费米能量的能级中, 而高于费米能量的能级, 电子占据的几率很小。

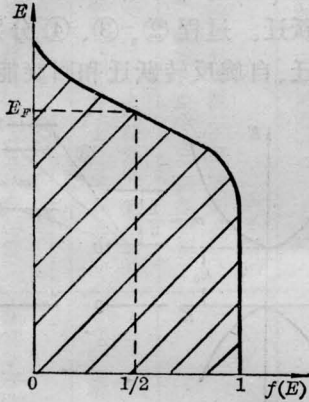


图 4 费米分布函数

在  $n=0$  的朗道支能级中(如图 5 所示), 当  $E_F < -g^* \mu_B B$  时, 所有的电子处于最低态, 这时受激喇曼散射显然是有利的; 当  $-g^* \mu_B B < E_F < \hbar \omega_c$  时, 上面的能态也被部分占领, 这显然不利于受激喇曼散射的进行。描述这种情况的“量子条件”是:

$$E_F = (N \hbar^2 c)^2 / 2m (2eH)^2 \leq |g^* \mu_B B| \quad (2.9)$$

式中,  $N$  为载流子浓度,  $H$  为磁场强度 ( $B = \mu H$ )。由上式可以看出, 当  $N$  为某一确定值时, 磁场  $B$  必须大于某一定值, 才能使上面的“量子条件”成立。这表明在自旋反转受激喇曼散射中存在一个磁场阈值。该阈值由上面的“量子条件”来确定。

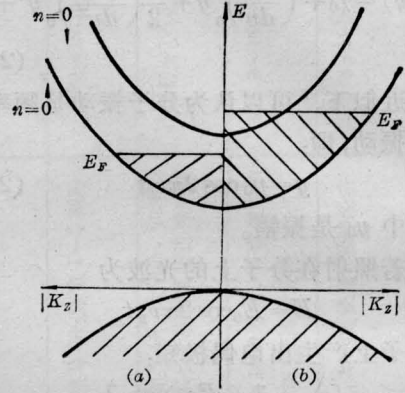


图 5  $n=0$  朗道态的上自旋和下自旋导带能量

- (a) 所有电子处于最低态,  $E_F < -g^* \mu_B B$ ;
- (b) 上能态也被部分占据,  $-g^* \mu_B B < E_F < \hbar \omega_c$

我们还可以得到一个重要结论: 载流子浓度越大, 磁场阈值越高, 载流子浓度越小, 磁场阈值便越低。

最后, 我们来讨论一下 SFR 激光器的重要参数增益  $g$ 。

量子力学的详细计算指出, 频率  $\omega_p$  的抽运光  $E_p$  和频率  $\omega_s$  的散射光  $E_s$ , 在非线性物质中可以产生极化:

$$P_s^{NL} = \chi^{(3)} |E_p|^2 E_s = -i \chi'' |E_p|^2 E_s \quad (2.10)$$

式中,  $\chi^{(3)}$  为三级非线性极化率。实际上,  $\chi^{(3)}$  几乎全是负虚数。  $\chi^{(3)} = -i \chi''$ 。式中  $E_p$  和  $E_s$  是抽运电场矢量和散射电场矢量。

在波动方程中, 非线性极化的作用为一个波源项:

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times E_s + \frac{\epsilon_s}{c^2} \frac{d^2 E_s}{dt^2} &= -\frac{4\pi}{c} \frac{d^2 P_s^{NL}}{dt^2} \\ &= \frac{4\pi}{c} \frac{d^2}{dt^2} (i \chi'' |E_p|^2 E_s) \end{aligned} \quad (2.11)$$

式中  $\epsilon_s$  是 Stokes 介质张量。方程(2.11)的一维解为:

$$E_s(\chi) = E_s(0) \exp \left[ \left( \frac{2\pi \chi'' \omega}{n_s c} |E_p|^2 - \frac{\alpha_s}{2} \right) \chi \right] \quad (2.12)$$

式中  $\alpha_s$  是频率  $\omega_s$  下的吸收系数,  $n_s$  是此频率下的折射率。因此, 对于长度为  $L$  和反射系数为  $R$  的一个样品, 在

$$R \exp(g - \alpha_s)L \geq 1 \quad (2.13)$$

时发生散射共振振荡。式中  $g$  是描述散射相干辐射增长的喇曼增益, 由下式给出:

$$g = 4\pi\chi''\omega_s |E_p|^2 / n_s c \quad (2.14)$$

常用自发散射截面  $d\sigma/d\Omega$  来表示喇曼增益。 $d\sigma/d\Omega$  是在单位时间、单位体积、单位立体角内由介质中的单位入射光通量从所有散射元所辐射的 Stokes 能量来确定。 $d\sigma/d\Omega$  的量纲为长度<sup>-1</sup>立体弧度<sup>-1</sup>。

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{c} \right)^4 \hbar \Gamma_s \left( \frac{n_s}{n_p} \right) \chi^R \quad (2.15)$$

式中  $\chi^R$  是散射频率为  $\omega_s$  时的峰值极化率。把 (2.15) 式代入 (2.14) 式, 我们得到用散射截面表示的峰值喇曼增益  $g_p$  表达式为:

$$g_p = \frac{16\pi^2 c^2 I_p}{\hbar \omega_s^3 n_s^2 \Gamma_s} \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (2.16)$$

式中  $I_p = \frac{1}{8\pi} n_p c |2E_p|^2$  为归一化入射泵浦能量通量。 $\Gamma_s$  是半峰值自发喇曼散射线宽。

对于自发散射中的强线 ( $\sigma$  大)、锐线 ( $\Gamma$  小), 增益应该很强。放大过程中存在能量竞争, 所以增益大的散射会抑制增益小的那些弱散射线, SFR 激光器出现了有别于自发散射的抑制效应。实际上, 只在一两根自发散射中最强、最锐的谱线处出现 SFR。同理, 我们总是选取  $\sigma$  大而  $\Gamma$  小的半导体作 SFR 激光器工作物质。

正是由于 InSb 这种半导体同其它半导体材料相比有较大的  $\sigma$  和较小的  $\Gamma$ , 从而具有较高的增益。比如按 (2.16) 式计算的 CS<sub>2</sub> 喇曼增益  $g \sim 10^{-8}$  厘米<sup>-1</sup>/瓦·厘米<sup>-2</sup>, 而 InSb 喇曼增益  $g \sim 10^{-5}$  厘米<sup>-1</sup>/瓦·厘米<sup>-2</sup>。加之 InSb 的其它一些优良特性, 所以 InSb 自旋反转喇曼激光器发展最早, 应用最广, 至今仍是一种最重要的 SFR 激光器。

### 三、SFR 激光器的发展及其特性

1966 年 Wolff 首先从理论上预言<sup>[4]</sup>: 光在固体中被运动的载流子散射。这种喇曼散射的基本跃迁发生在导带或价带的磁能带 (朗道态) 之间。同年, Yafet 作了推广<sup>[5]</sup>, 包括了由于自旋-轨道耦合所引起的 InSb 价态的混合自旋特性。1967 年, Slusher 等人<sup>[6]</sup> 首次对自发喇曼散射作了观察, 在 InSb 中观察到自旋反转跃迁。1970 年, Patel 等人<sup>[7]</sup> 在 n 型 InSb 中首次观察到脉冲的受激 SFR 散射。其后, Mooradian 等人<sup>[8]</sup> 利用 CO 激光器作泵浦得到了连续的受激 SFR 散射。

在国外, 基础理论和基本物理过程的研究同实验工作紧密地结合在一起, 而且这方面的理论研究成果推动了技术研究的发展。SFR 激光器的问世就是一个很好的例子。在 SFR 激光器发展过程中, 国外也特别注重基本物理过程的研究。对于诸如共振加强、增益、模式跳变、稳态饱和以及线宽等问题都作了深入的探讨。

#### 1. 脉冲运转

Patel 等人<sup>[7]</sup> 在 1970 年首次报导的 SFR 激光器的脉冲运转, 是用一台调 Q CO<sub>2</sub> 激光器作泵浦, 在液氮冷却的 InSb 晶体 ( $n=1.6 \times 10^{16}$  厘米<sup>-3</sup>) 中得到的。泵浦脉冲功率在 3~5 千瓦之间, 脉宽约 200 毫微秒。当磁场从 48 千高斯变化到 100 千高斯时, 喇曼激光输出在 11.7 到 13 微米之间变动, 而峰值功率达 1 瓦。在这里调谐的上限是由于施加高磁场引起喇曼增益下降, 而下限则是由上节所讨论的 InSb 的“量子条件”确定的。

Aggarwal 等人<sup>[2]</sup> 利用一台 TEA CO<sub>2</sub> 激光器作泵浦在 InSb 中使 Stokes 辐射功率比前提高了二个数量级, 峰值功率达 1 千瓦以上。泵浦脉冲功率在 25~100 千瓦之间。并且认为输出不随泵浦功率的增加而继续增加是由于散射过程中电子自旋态的饱和。

利用 TEA CO<sub>2</sub> 激光脉冲在 Te 中进行

倍频可以得到高功率 (~3 千瓦) 的 5.3 微米泵浦脉冲。从而在 n-InSb 中也得到了 5.3 微米波段的脉冲运转<sup>[9]</sup>。运用一个小的磁铁 (7 千高斯) 就能得到在 ~60 厘米<sup>-1</sup> 上调谐的 SFR 激光器。

典型的脉冲 SFR 激光器实验装置如图 6 所示, 在这里示出一种输出双光束的实验光学装置, 以测量气体的吸收系数。典型的调谐曲线由图 7 给出。这里同时给出了 Stokes、二级 Stokes 和反 Stokes 的调谐曲线。

同其它激光器相比脉冲 SFR 激光的主

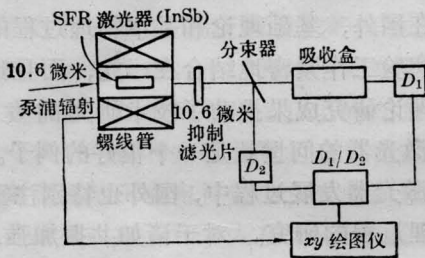


图 6 运用 SFR 激光器作红外光谱仪的实验装置

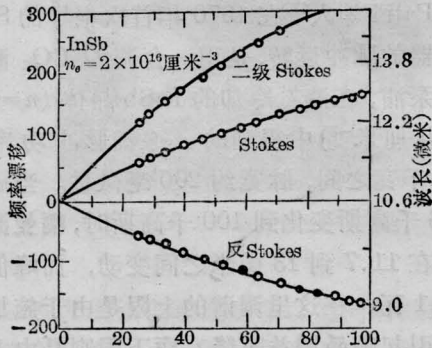


图 7 脉冲 SFR 激光器调谐曲线

表 1 可调谐激光器的调谐范围和输出功率

可调谐激光器	调谐范围 (微米)	输出功率(瓦)	
		连续运转	脉冲运转
染料激光器	0.34~1.2	$5 \times 10^{-2}$	$10^7$
光参量激光器	0.5~3.75	$3 \times 10^{-3}$	$10^5$
半导体激光器	0.63~34	$10^{-3}$	$10^2$
自旋反转喇曼激光器	3~17	1	$10^3$

要特点是在红外区具有较高的可调谐峰值功率和宽的可调谐范围。这一点可以从表 1 清楚地看到,

除上面提到的利用 Te 的倍频获得 5 微米波段的脉冲 SFR 激光外, 已经利用 HF 激光器泵浦 InAs 得到 3 微米波段的 SFR 激光输出<sup>[10]</sup>; 利用一台 TEA CO<sub>2</sub> 激光器泵浦的 NH<sub>3</sub> 激光器 12.8 微米输出泵浦 InSb 获得了 13.9~16.8 微米的可调谐输出<sup>[11]</sup>。还在 CdS<sup>[12]</sup> 及 Hg<sub>2</sub>Cd<sub>1-x</sub>Te<sup>[13]</sup> 等半导体晶体中获得了脉冲 SFR 激光输出。不断地开拓 SFR 激光频率在红外区的可调谐范围, 是脉冲 SFR 激光器的重要发展方向。

## 2. 连续运转

Mooradian 等人<sup>[8]</sup> 证明当泵浦频率紧靠着 InSb 晶体的带隙时可获得引人注目的共振加强。利用 5.3 微米连续 CO 激光器泵浦液氮冷却的 InSb 晶体, 首次观察到连续的 SFR 激光输出。当磁场从 17~50 千高斯变化时, 调谐范围达 100 厘米<sup>-1</sup>。

利用一台单纵模、单横模 CO 激光器 1893.5 厘米<sup>-1</sup> 输出泵浦液氮冷却的 InSb<sup>[14]</sup>, 高稳定度的永久磁铁 (1500 高斯) 加上一个磁场的梯度, 移动磁铁来调谐, 观察到了高至 5 级 Stokes 线和反 Stokes 线。

图 8 是典型的连续 SFR 激光器示意图。泵浦光的偏振通过一个蓝宝石 1/2 波板选取定向。由焦距为 10 厘米的 BaF<sub>2</sub> 透镜聚焦在 InSb 晶体上成直径 200 微米左右的光斑。采取的是共线结构。Stokes 辐射具有良好确定的偏振方向, 它与泵浦光的偏振方向正交 ( $E_s \perp E_p \parallel B$ )。所以可以通过一块滤光片或一只偏振器把自旋反转输出从泵浦光中分离出来。

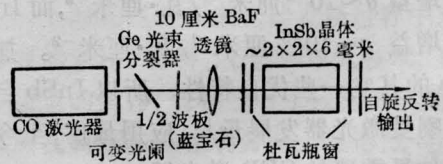


图 8 连续 SFR 激光器示意图

对于 InSb 晶体使用 CO<sub>2</sub>10.6 微米激光泵浦时阈值为 200 瓦，而用 CO 5.3 微米激光泵浦时阈值只要 50 毫瓦，两者相差好几个数量级。这是由于当泵浦光子能量  $\hbar\omega_p$  接近半导体的有效能隙  $E_g'$  时可以观察到散射截面  $d\sigma/d\Omega$  共振加强的现象。从增益系数  $g$  的表达式 (2.16) 可以看出正是  $d\sigma/d\Omega$  的增强而使泵浦阈值下降。这种散射截面的增强现象可由增强因子来描述：

$$\text{增强因子} \sim \frac{E_g'^2}{E_g'^2 - (\hbar\omega_p)^2} \quad (3.1)$$

同时，在  $\hbar\omega_p$  接近有效能隙时散射截面的增强因子使 (2.9) 式“量子条件”所限定的磁场阈值也大为降低。例如，对于 InSb 晶体用 10.6 微米 CO<sub>2</sub> 激光泵浦，磁场阈值为 20 千高斯左右，而用 5.3 微米 CO 激光泵浦时，磁场阈值可以低至 400 高斯<sup>[19]</sup>。

图 9 示出连续 SFR 激光器的精细调谐特性。实际上 SFR 激光频率的调谐并不是连续的。这就是 SFR 激光器所特有的模式跳变。模式间隔由下式确定：

$$\Delta\nu = \frac{c\Gamma_s}{2L(\Gamma_s + \Gamma_c)} \cdot \frac{1}{n + \nu \frac{dn}{d\nu} \cdot \frac{\Gamma_s}{\Gamma_s + \Gamma_c}} \quad (3.2)$$

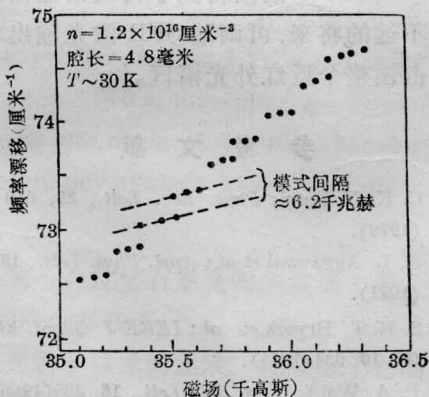


图 9 连续 SFR 激光器的精细调谐

式中， $c$  为光速， $n$  为折射率， $L$  为腔长， $\nu$  为激光频率， $\Gamma_s$  为增益线宽， $\Gamma_c$  为法布里-珀罗谐振腔线宽。

引起这种模式跳变的原因是：SFR 激光

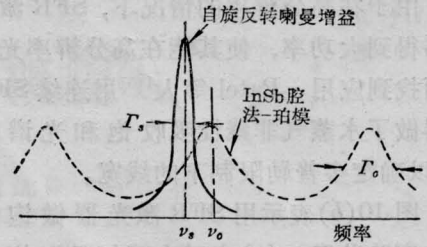


图 10 喇曼增益和 InSb 谐振腔之间的模式牵引

器具有窄的增益线宽，而 InSb 腔法布里-珀罗模之间间隔较大。如图 10 所示，在 SFR 激光调谐过程中，由于喇曼增益和 InSb 腔模之间的模式牵引，使输出模的调谐速率  $d\nu/dH$  与增益中心频率的调谐速率  $d\nu_s/dH$  不相等。这样 SFR 激光频率的调谐在相邻腔模的中间发生间断。

Brueck 等人<sup>[3]</sup>对连续 SFR 激光器频率稳定性和精细调谐特性进行了完整的研究。他们制作了一个复合的混频锁相闭合回路系统。该系统能够精细调谐，减小模式跳变，并使绝对频率的稳定性  $\leq 30$  千赫。运用外腔运转方式可以改善模式跳变及线性调谐特性。

连续 SFR 激光器的另一个特性是具有极窄的输出线宽。Patel<sup>[1]</sup>用外差法得到的典型线宽是 1 千赫。

对于连续 SFR 激光器来说得到光谱带宽很窄的以及高的调谐速率，小的模式跳变的输出是一个重要发展方向。

#### 四、SFR 激光器的应用

激光器的价值由它的应用价值来衡量，激光器的发展也受应用的促动。我们可以看到，SFR 激光器的某些指标（比如，输出功率、精细调谐、频率稳定、窄线宽等）的不断改进，正是符合了不断发展的应用方面的需要。

在国外，SFR 激光器已经处于实用阶段。在激光光谱学、非线性光学、光化学等众多的领域里找到了可喜的应用。

由于在高分辨率的情况下, SFR 激光器能够得到大功率, 使其能在高分辨率光谱学方面找到应用。Patel 等人<sup>[15]</sup>用连续 SFR 激光器做了水蒸气非线性吸收饱和光谱学实验, 以确定多普勒限制下的线宽。

图 10(b)表示用 SFR 激光器做饱和光谱的实验装置, (a)表示水蒸气吸收信号的兰姆凹陷。实验观察到的兰姆凹陷线宽为 200 千赫, 而多普勒线宽为 165 兆赫。显然, 用普通光谱学方法是无法做到的。

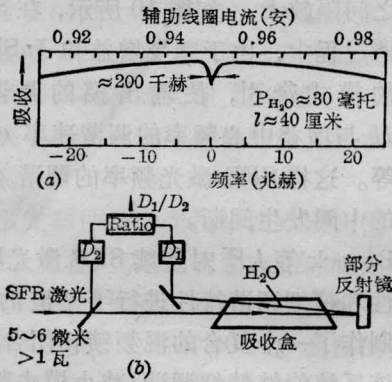


图 11

- (a) 水蒸气吸收信号的兰姆凹陷  
(b) 用 SFR 激光做饱和光谱的实验装置

脉冲 SFR 激光器的短脉冲能力(通常为 200 毫微秒)和高功率使其适合于研究大多数分子反应动力学及瞬态微观动力学过程。利用瞬变态 SFR 效应可把脉宽压窄于  $10^{-9}$  秒, 可以用来做更快的时间分辨光谱。

脉冲 SFR 激光器能够得到峰值很高的输出功率, 因此它成了非线性光学应用的一个候选器件。首次观察到的“和频”输出<sup>[16]</sup>是用一个 10.6 微米 TEA  $\text{CO}_2$  激光器泵浦的 SFR 激光器得到高强度 Stokes 输出( $\sim 1$  千瓦), 它同第二个 10.6 微米 TEA 激光器在 Te 晶体(取向成相位匹配)中进行混频。

图 12 示出了 Brignal 等人<sup>[17]</sup>用 InSb “差频”产生可调谐远红外激光的实验装置。在第一块 InSb 晶体中产生的 Stokes 输出和泵浦激光束在第二块 InSb 晶体(该晶体也置于同样的外磁场中)中进行“差频”混频, 而

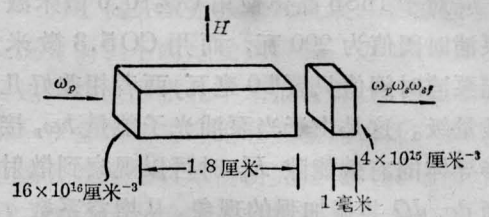


图 12 产生远红外激光的实验装置示意图

得到峰值功率高达 10 微瓦的可调谐 ( $85 \sim 105 \text{ 厘米}^{-1}$ ) 远红外输出。

利用 SFR 激光器的窄线宽和精细调谐特性, 可以进行大气污染的探测, 能探测未知空气样品中浓度为百万分之 0.01 的  $\text{NO}$ <sup>[18]</sup>。这种方法同传统的化学方法相比较具有简单、迅速、探测灵敏度高等优点。

## 五、结束语

近年来, 国外在 SFR 激光器实验和理论研究方面做了大量的工作, SFR 激光器有了迅速的发展。脉冲峰值功率已从 1 瓦量级提高到千瓦量级, 连续输出功率也有提高。调谐范围从开始的  $11.7 \sim 13.0$  微米<sup>[7]</sup>及  $5.3 \sim 6.5$  微米<sup>[8]</sup>已经展宽到  $9 \sim 16$  微米<sup>[3]</sup>并且利用变换泵浦源和晶体已经在  $13.9 \sim 16.8$  微米<sup>[11]</sup>、3 微米<sup>[10]</sup>波段得到了可调谐输出。预计在不远的将来, 可调谐 SFR 激光输出非常可能占领整个近红外光谱区。

## 参 考 文 献

- [1] C. K. N. Patel; *Phys. Rev. Lett.*, **28**, 649~652 (1972).
- [2] R. L. Aggavwal et al.; *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 383 (1971).
- [3] S. R. T. Bryeck et al.; *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-10**, 634(1974).
- [4] P. A. Wolf; *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 225(1966).
- [5] Y. Yafet; *Phys. Rev.*, **152**, 858(1966).
- [6] R. E. Slusher et al.; *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 77 (1967).
- [7] C. K. N. Patel et al.; *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 451 (1970).
- [8] A. Mooradian et al.; *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 481

(下转第 35 页)

