

# 光泵亚毫米波激光的交流斯塔克效应的进一步探讨

林贻堃 宫蒂  
(电子学系)

## 摘 要

本文取消了过去使用的假设,考虑工作气体分子可以近似为六能级系统.在求解系统的密度矩阵方程的基础上,再用迭代运算法直接计算激光器样品管内各点的亚毫米波激光的功率密度,可得亚毫米波激光的输出功率密度与样品管长的关系及一组表示不同样品管长条件下,亚毫米波激光的输出波谱特性.

**关键词** 光泵远红外激光,交流斯塔克效应,非线性光学

## 1 引 言

光泵分子气体受激发射的交流斯塔克效应的发现至今已有 30 多年的历史<sup>[1-4]</sup>.不少学者做了许多理论和实验的研究.理论工作的一个基本假设是泵浦光的功率密度远大于亚毫米波信号的功率密度,而且它是均匀分布在激光器的样品管内,因而在计算过程中两者相比较时亚毫米波功率密度可以忽略不计.但实际情况是,光泵亚毫米波激光器在工作过程中,泵浦激光能量被工作气体吸收,其中部份能量转换给亚毫米波信号,使亚毫米波的功率密度沿着光轴方向不断增大,同时有部份能量转换为其它形式的能量,使泵浦的功率密度沿着光轴方向不断地衰减,直至低于阈值强度.因此在光泵亚毫米波激光理论计算中,泵浦激光场强在样品管内各点相同和亚毫米波信号场强总是远小于泵浦场强的假设是与实际不符的.

光泵亚毫米波激光的交流斯塔克分裂与泵浦激光在样品管内的场强有着密切的联系,按过去文献报导结果为<sup>[1,2]</sup>:

$$\Delta\omega_s = \mu_p E_p / h \quad (1)$$

其中 $\mu_p$ 是工作气体分子红外跃迁电偶极矩, $E_p$ 是泵浦的场强, $h$ 是约化普朗克常数.交

本文1988年1月28日收到

流斯塔克分裂值  $\Delta\omega_s$  是与泵浦激光的场强成正比关系。由于前面所讲的原因在样品管内沿光轴方向  $E_p$  的值不断衰减, 这样便导致在样品管内各处工作气体分子对交流斯塔克分裂的贡献各不相同。因而有必要对这问题进行更深入的结合实际的研究, 使理论研究结果与实验更为相符。

本文取消过去普遍使用的  $B_s = \mu_s E_s \tau / 2h \approx 0$  的假定。考虑工作气体分子系统可以近似为六能级系统。在求解系统的密度矩阵方程<sup>[4]</sup>的基础上, 再用迭代运算法直接计算激光器样品管内各点的亚毫米波信号的功率密度, 可得亚毫米波激光的输出功率密度与样品管长的关系<sup>[6]</sup>。通过计算可获得一组表示不同样品管长度条件下, 亚毫米波激光器的输出波谱特性。

## 2 光泵亚毫米波激光功率密度的计算

如前所述, 沿着样品管光轴方向,  $E_s$  和  $E_p$  是不断变化的, 它们可表示为管长  $z$  的函数, 即:

$$E_s = E_s(z) \quad (2)$$

$$E_p = E_p(z) \quad (3)$$

应用式(1)的关系

$$B_s = 0.4341 \times 10^8 \mu_s (I_s)^{1/2} = B_s(z) \quad (4)$$

$$B_p = 0.4341 \times 10^8 \mu_p (I_p)^{1/2} = B_p(z)$$

应用文献[5]的结果, 把(4)式的关系代入便可求得在样品管内  $z$  处受激分子对亚毫米波和红外信号的增益系数关系式:

$$G_s = - \frac{2N_v |\mu_s|^2 \tau}{\epsilon_0 \eta c h B_s^*} \omega_s \text{Im}(P_{21} + P_{32} + \dot{P}_{54} + P_{66}) \quad (5)$$

$$G_p = - \frac{2N_v |\mu_p|^2 \tau}{\epsilon_0 \eta c h B_p^*} \omega_p \text{Im}(P_{41} + P_{62} + P_{63})$$

其中  $P_{ij}$  的值是根据实际条件通过求解分子系统的密度矩阵方程获得的。在方程求解的过程中,  $B_s$  一直不能被忽略。由于  $B_s$  和  $B_p$  都是座标  $z$  的函数, 因而  $P_{ij}$  和  $G_s$ 、 $G_p$  的值都是座标  $z$  的函数。求得增益系数的表达式后, 将样品管分成  $N$  个小段, 利用各小段间场的相互关系, 采用迭代法计算便可得各小段内泵浦和亚毫米波激光的功率密度值。

$$I_{p_{n+1}} = I_{p_n} e^{(G_{p_n} - \alpha_p) \Delta z} \quad (6)$$

$$I_{s_{n+1}} = I_{s_n} e^{(G_{s_n} - \alpha_s) \Delta z} \quad (7)$$

其中  $\alpha_p$  和  $\alpha_s$  分别为泵浦功率密度和亚毫米波功率密度在样品管内单位长度衰减系数。脚标  $n = 1, 2, \dots, N$ 。  $I_{p_N}$  和  $I_{s_N}$  分别为样品管输出端测得的泵浦剩余功率密度和经过样品管内激活分子放大后的亚毫米波功率密度。  $I_{p_n}$  和  $I_{s_n}$  分别为分段的样品管第  $n$  小段与第  $n+1$  段交接处泵浦和亚毫米波激光的功率密度。

在样品管的输入端,即 $z=0$ 处,泵浦功率密度 $I_{p0}$ 最大,亚毫米波信号的功率密度 $I_{s0}$ 是热噪声谱中相应的亚毫米波强度,其数值约为 $10^{-13}W/cm^2$ ,这数值与 $I_{p0}$ 相比而作出 $B_{s0}$ 可以忽略不计的假设是可以理解的。满足 $I_{p0} \gg I_{s0}$ 这个条件。作为例子,设我们只研究 $z \approx 0$ 处的分子系统对亚毫米波信号的增益特性,计算时可以作 $B_{s0} \approx 0$ 的假设,数字运算的结果如图1所示<sup>[7]</sup>。图中令 $B_p = \mu_p E_p \tau / 2h = 10$ 。在这条件下计算得交流斯塔克分裂值 $\Delta y = \Delta \omega_s \tau = 2B_p = 20$ ,谱线宽度(FWHM)为 $\Delta \omega \tau = 2\pi \Delta \nu \tau = 2$ 。计算中取 $\tau = 10^{-8}$ 秒。

如前所述,在系统内泵浦功率密度沿 $z$ 不断减少,而亚毫米波信号沿 $z$ 的变化是,当 $z$ 小于某一最佳值 $z_{opt}$ 情况下它不断地增长。当 $z < z_{opt}$ 时式(6)(7)中的 $G_p$ 总是负值,而 $G_s$ 值总是大于0。当 $z > z_{opt}$ 时 $(G_s - \alpha_s) < 0$ ,亚毫米波信号便不会沿着 $z$ 增长了<sup>[6]</sup>。图2是应用上述计算方法获得的 $B_p^2 \sim I_p$ 沿着 $z$ 衰减曲线。

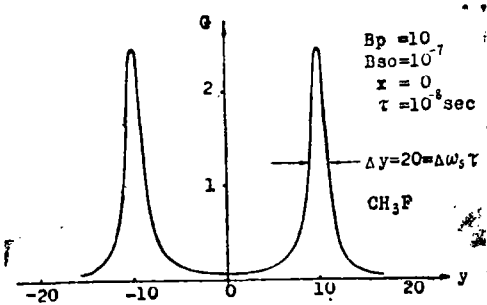


图1 接近样品管的入口处观察到的交流斯塔克分裂

Fig. 1 AC Stark splitting observed in the segment near the entrance of the sample tube

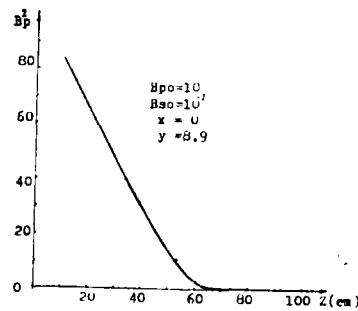


图2 当 $x=0$ (共振泵浦)时泵浦功率密度的衰减

Fig. 2 Decay of pumping power density in case  $x=0$  (resonant pumping)

### 3 光泵亚毫米波激光光谱的交流斯塔克分裂

光泵亚毫米波激光的交流斯塔克效应已为人们所熟知,它引起激光谱线的分裂决定于泵浦的功率密度值。从前面的讨论可知,在样品管内泵浦光束的功率密度沿着光轴方向不断衰减。因此在样品管内不同位置处的 $B_p^2$ 的值是不相同的,这样在不同座标 $z$ 处的分子对交流斯塔克效应的贡献不尽相同。把样品管分成 $N$ 个小段,在各段内 $B_p^2$ 值处处相等,所以 $\Delta \omega_{s_n} \tau = 2B_{pn} \neq 2B_{p0}$ , $n$ 的值愈大则 $B_{pn}$ 愈小。在样品管泵浦激光的输入端,亚毫米波信号来自热噪声频谱 $I_{s0} \approx 10^{-13}W/cm^2$ ,这么弱的信号经开头几小段样品管内的气体分子系统放大后,亚毫米波信号仍就是很小的。同时这几小段内 $B_p$ 比较大, $G_p$ 绝对值较小,因而在接近输入端的几小段式(1)仍然是适用的。随着样品管长度增大,从图2可见,当 $z=60cm$ 时, $B_p^2$ 的值已衰减到接近或少于阈值,这样在 $z > 60cm$ 的各

小段内，气体分子不被激活，它们对交流斯塔克效应没有贡献。由于  $B_p^2$  在样品管内的衰减，各小段内  $B_p^2$  值不同，因此在光泵亚毫米波激光器输出端测量到交流斯塔克效应应是各小段贡献的叠加。图3是理论计算获得的交流斯塔克分裂值与  $z$  的关系曲线。从结果可见，光泵亚毫米波激光的交流斯塔克效应谱线分裂值  $\Delta\omega_s\tau$  总是小于  $2B_{p0}$ 。  $\Delta\omega_s\tau$  的值与激光器的样品管的长度有关。因此应用光泵受激发射方法来研究激光器工作物质的分子能级结构时，必须考虑交流斯塔克效应的修正，以及修正值是与样品管的长度  $z$  是有密切关系的。

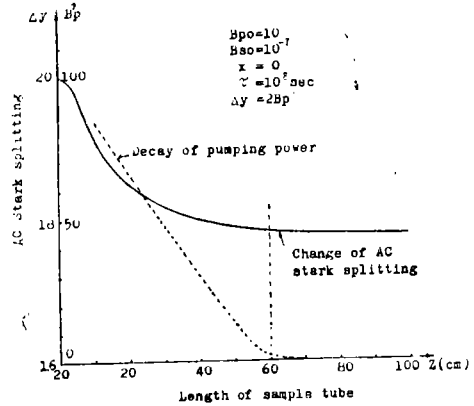


图3 交流斯塔克分裂随样品管长度的变化  
Fig. 3 The dependence of the AC Stark splitting on the length of the sample tube

#### 4 光泵亚毫米波激光的线形和线宽

为了简化运算，本文在计算中假定了气体分子对辐射的吸收和受激发射的谱线线形均属罗仑兹线形。这假设必须在泵浦功率密度在样品管内处处相等的条件才能实现。实际的光泵激光器中，由于在样品管内泵浦光束的衰减，样品管内各小段受激发射亚毫米波激光的交流斯塔克效应各不相同，叠加结果使激光器总输出激光谱线的线形偏离罗仑兹线形如图4所示。图中是一组不同样品管长度的激光器输出波谱特性。从图可见，当

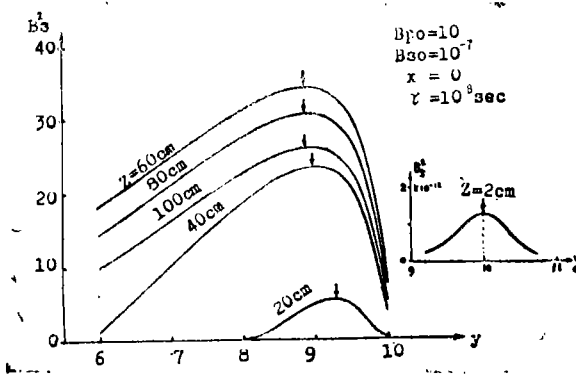


图4 不同样品管长度的OPFIRL的输出激光的谱线形状

Fig. 4 Lineshape of the laser output of OPFIRL with different length of sample tube

样品管长度为2cm时，输出谱线的线形属罗仑兹线形，交流斯塔克分裂为  $\frac{1}{2}\Delta\omega_s\tau = B_p = 10$ ，线宽  $\Delta\omega\tau = 2$ 。这结果与我们原假定相符。当样品管的长度较长时，谱线的线形便偏离了罗仑兹线形，同时交流斯塔克分裂也偏离了  $\frac{1}{2}\Delta\omega_s\tau = B_p$ 。图5是5种不同样品管长的激光器输出的归一化波谱特性，也列出了具体计算所得的数据。从所列数据可见，当样品管的长度变化时，激光输出谱线宽度不是单调变化的。图6是计算的谱

线宽度随样品管长 $z$ 的变化。曲线呈S形，有极小点和极大点。我们可将样品管分为 I、II 和 III 三个区。第 I 区为亚毫米波信号高增益区，在这区内  $B_p^2$  的变化不很大（这

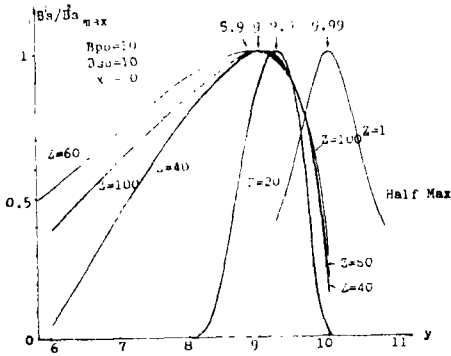


图5 不同样品管长度时OPFIRL的归一化谱线线形

Fig. 5 Normalized lineshape of OPFIRL output with different length of sample tube

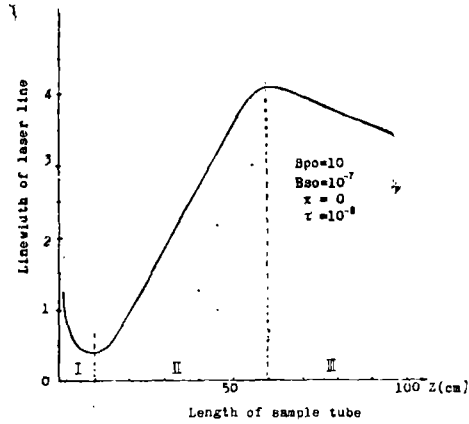


图6 在共振泵浦条件下输出激光的谱线宽随样品管长度的变化

Fig. 6 The dependence of linewidth of output laser on the length of the sample tube in case of resonant pumping

$z$	1	10	20	40	60	100
$B_{s_{max}}^2$	$1.13 \times 10^{-13}$	$8.6 \times 10^{-5}$	5.37	23.39	34.14	25.93
$y_{peak}$	9.99	9.6	9.3	9.0	8.9	8.9
FWHM	1.25	0.4	0.95	2.75	4.1	3.4

区较小)，亚毫米波信号经放大后仍然较弱。在区内各小段可以看作是一组串级联接的放大器。亚毫米波信号  $I_{s0} = 10^{-13} W/cm^2$  经第一小段放大后带宽为  $\Delta\omega\tau = 2$ 。然后逐级放大，信号的带宽越来越小。接着亚毫米波信号进入第 II 区，这区内  $B_p^2$  继续衰减，这区内的分子对交流斯塔克分裂的贡献越来越小，但这时信号的强度有较大增长。因此通过 II 区后的亚毫米波信号是大交流斯塔克分裂的信号和小分裂信号的混合物。这些信号混合叠加的结果使输出激光的谱线大为增宽，而且谱线的形状变得不对称。令观察点往后移或样品管长度增大  $z > 60cm$  进入第 III 区，这时  $B_p^2$  衰减到小于阈值  $B_{p,h}^2$  或接近于零。在这区内的分子气体不处于激活状态，它对亚毫米波信号不起放大作用，相反它对信号起自吸收作用。亚毫米波激光具有一定带宽，其中频率靠近  $y = 0$  的频谱部份吸收

较强, 这样便出现如图 5 中  $z = 100\text{cm}$  的曲线比  $z = 60\text{cm}$  曲线靠近  $y = 0$  一侧曲线的陡度更大, 谱线宽度变窄。图 7 是当样品管长度  $z = 100\text{cm}$  时亚毫米波激光的谱线形状和分子系统对它的吸收系数曲线, 为了比较把两曲线画在同一座标面上。从图 7 可见, 亚毫米波谱线在  $y$  值较小一侧,  $y$  值越小气体分子对亚毫米波信号的吸收越大, 这样就使谱线宽度变窄。这就是在 III 区内  $z$  值越大则谱线宽度越窄的实质。

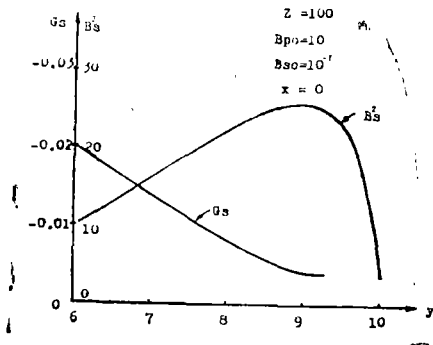


图 7 样品管长为  $Z = 100\text{cm}$  处计算的远红外增益响应

Fig. 7 FIR gain response calculated in the segment  $z = 100\text{cm}$

## 5 结 论

通过理论计算与分析可看出, 光泵亚毫米波激光在工作过程中, 泵浦激光功率不断地被转移, 其能量一部份成为系统的热能, 一部分成为亚毫米波信号的能量, 使其功率密度沿着样品管的光轴方向不断地减弱。这便导致下列结果:

- (1) 在光泵亚毫米波激光器的样品管长度不很小的情况下, 激光器亚毫米波输出总的交流斯塔克分裂值变小。
- (2) 输出的亚毫米波激光谱线的形状, 将偏离罗仑兹线形。
- (3) 输出的亚毫米波激光谱线宽度, 将随样品管的长度  $z$  而改变。
- (4) 应用光泵受激发射法研究激光物质的能级结构时, 必须注意交流斯塔克效应引起的偏差, 并加以修正。

## 参 考 文 献

- [1] C. H. Townes and A. L. Schawlow, *Microwave Spectroscopy*, Dover Publications Inc. N. Y. 1975
- [2] Lin Yikun, et al., *Int. J. IR-MM Waves*, 3, 553 (1982)
- [3] R. J. Temkin, et al., *IEEE J. Quantum Electronics* QE-19, 5(1983)
- [4] Lin Yikun, et al., *Int. J. IR-MM waves*, 6, 1061 (1985)
- [5] Li Yao, et al., *Int. J. IR-MM waves*, 6, 1075 (1985)
- [6] Lin Yikun, et al., *Int. J. IR-MM Waves*, 8, 673 (1987)
- [7] Lin Yikun, et al., *Chinese Journal of Microwave and Radio Frequency Spectroscopy*, 1, 1 (1983)

## Further Study on the AC Stark Effect in the Optically Pumped FIR Lasers

*Lin Yikun Gong Di*

### Abstract

AC Stark effect of optically pumped FIR lasers had been studied theoretically and experimentally by many authors. All analysis were based on the assumption that the FIR signal intensity was much smaller than the pumping field intensity and the pumping power density was kept constant everywhere throughout the sample tube. This was not true, because there were energy exchange between the pumping and FIR signals, so the pumping power density decayed continuously along the sample tube and at the same time the FIR power density grew relevantly. So the AC Stark splitting measured at the output end of an optically pumped FIR laser(OPFIRL) systems with sample tube of different length should not be the same.

According to the theoretical analysis, we concluded as follows: For an actual optical pumped FIR laser excited by pumping laser of constant power density with pumping detuning  $x=0$ , the AC Stark splitting and its spectral line width observed at the output end should not be the same for different length of sample tube. The longer the length of the sample tube, the AC Stark splitting would be smaller and the line width of the laser line would be broader. These effects would be more considerable if the pumping power density was smaller.

**Keywords** optically pumped FIR lasers, AC Stark effect, nonlinear optics