

# 电光快速调谐红宝石激光器 波长特性的理论分析

金惠淑 赵燕曾

(中国科学院大气物理所)

**提要:** 从速率方程出发对电光快速调谐红宝石激光器在染料调 $Q$ 下光子密度谱演变动力学过程作了数值计算,分析了染料 $Q$ 开关、共振选频器等对于波长特性的影响。特别是染料开关在选单模和压缩线宽起重要作用。

## Theoretical analyses on spectral characteristics of electro-optically tuned ruby lasers

*Jin Huishu, Zhao Yanzeng*

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

**Abstract:** On the basis of rate equations, numerical experiments on the dynamic process of the photon density spectrum evolution in electro-optically tuned ruby lasers with dye  $Q$ -switching have been carried out. The effect of dye  $Q$ -switching and resonant frequency selector (RFS) on wavelength characteristics is analysed and the dye switch plays a specially important role in mode selection and line width narrowing.

### 一、引言

电光快速调谐红宝石激光器的结构和工作原理及调谐特性在 [1] 中有详细讨论。

在 [1] 中我们已分析过红宝石等效增益系数  $\hat{k}(\lambda)$  的线型如何受方解石-KDP 组合 (以下简称 CKA) 的调制,以及在共振选频器作用下激光器双程增益  $G(\lambda)$  最高尖峰所在波长  $\lambda_m$  随 CKA 共振波长  $\lambda_c$  的阶跃式变化。

在染料开关这样的慢速开关情况下,正如 Sooy<sup>[2]</sup> 的分析,染料的光学漂白过程是一个缓慢过程,在巨脉冲之前有长达数微秒的前期过程,由此决定了染料开关的自然选模作用。

Sooy 的工作较好地解释了染料开关的选模作用,但仍属粗略的半定量分析。准确地定出选单模的临界增益比值、获得在前期

收稿日期: 1984年5月30日。

过程中光强谱分布随时间变化的定量图像、定量分析激光线宽压缩过程及其与激光器各种参数的关系等问题是本文要解决的问题。

## 二、速率方程组的建立

通常的光子密度速率方程(如[3]中)中的光子密度  $I$  是指增益线宽内各波长光子密度的总积分值, 当我们要考察分析波长特性问题时, 简单地引用这方程是不合理的。为了建立适用于电光可调谐红宝石激光器的光子密度速率方程, 以下将讨论及确定与波长有关的主要物理参数。

### 1 红宝石等效感应跃迁速率 $W_i$

由于CKA对腔内增益的调制作用, 红宝石等效感应跃迁速率  $W_i$  不完全由 Lorentz 线型决定, 而是随  $\lambda_c$  和 Lorentz 线中心波长  $\lambda_0$  而变。CKA对增益的调制以方解石的自由谱区  $\Delta\lambda_c$  为周期, 大致以  $\cos^2\left[\frac{(\lambda-\lambda_c)}{\Delta\lambda_c}\pi\right]$  为规律随  $\lambda_c$  而变。由于  $\lambda=\lambda_c$  时  $W_i$  最大, 在  $\lambda_c$  附近使用余弦平方的模式是合理的。于是对 Lorentz 线型和CKA调制曲线影响下的  $W_i(\lambda_k)$  可以写作下式:

$$W_i(\lambda_k) = \left[ (1-E)W_{\perp} + EW_{\parallel} + E(W_{\perp} - W_{\parallel}) \cos^2\left(\frac{\lambda_k - \lambda_c}{\Delta\lambda_c} \cdot \pi\right) \right] / \left[ 1 + \left(\frac{\lambda_k - \lambda_0}{\Delta\lambda_0}\right)^2 \right]$$

式中  $W_{\perp}$  和  $W_{\parallel}$  分别表示与红宝石偏振方向垂直和平行的感应跃迁速率分量,  $W_{\parallel}$  约为  $W_{\perp}$  的十分之一;  $\Delta\lambda_c = 3.5 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_k$  为激光波长,  $E$  为CKA的调制深度。

### 2. 腔内损耗速率 $\gamma_s$ (或输出损耗速率 $\gamma_T$ )

腔内有倾斜标准具(或共振输出镜)时, 腔内损耗速率  $\gamma_s$  (或  $\gamma_T$ ) 以自由谱区  $\Delta\lambda_r$  为周期随自己的共振波长  $\lambda_r$  (或  $\lambda_T$ ) 而变化, 即

$$\gamma_s(\lambda_k) = -\frac{c}{2 \sum_i \mu_i L_i}$$

$$\ln \left\{ (1-A) / \left[ 1 + F \sin^2\left(\frac{\lambda_k - \lambda_r}{\Delta\lambda_r} \cdot \pi\right) \right] \right\}$$

$$\left( \text{或 } \gamma_T(\lambda_k) = -\frac{c}{2 \sum_i \mu_i L_i} \right.$$

$$\left. \ln \left\{ \left[ 1 + \frac{F'}{\sin^2\left(\frac{\lambda_k - \lambda_T}{\Delta\lambda_r} \cdot \pi\right)} \right]^{-1} + R_2 \right\} \right)$$

式中  $A$  为腔内散射损失, 取作 0.5;  $\mu_i$  和  $L_i$  分别为谐振腔介质的折射率和长度。我们取谐振腔总长 38cm, 其中宝石长度为 8 cm,  $F$  和  $F'$  各为标准具和共振输出镜的精巧系数,  $R_2$  为宝石的表面反射率;  $\Delta\lambda_r = 0.78 \text{ \AA}$ 。

总光子密度  $I$  是以增益峰中心波长  $\lambda_c$  为中心, 在增益曲线线宽  $\Delta\lambda'$  波长区域内的光子密度积分值。若将  $\Delta\lambda'$  分为  $m$  等份, 则可对每一个子区间的光子密度积分值  $I(\lambda_k)$  ( $\lambda_k$  是每一子区间的中心波长) 写出其速率方程, 并把上述的与波长有关的参数代进方程后得:

$$\frac{dI(\lambda_k)}{dt} = -[\gamma_T + \gamma_s(\lambda_k) + \gamma_a(t)]I(\lambda_k) + (1+n)W'_s/\varphi_s + W_i(\lambda_k)I(\lambda_k)n \quad (1)$$

$$k=1, 2, \dots, m \quad (m \text{ 个方程})。$$

式中  $\gamma_a(t)$  为染料损耗速率;  $W'_s$  为激光方向上很小立体角内一个波长子区间  $\frac{\Delta\lambda'}{m}$  内的自发辐射速率  $= W_s \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \frac{1}{2\Delta\lambda_0} \cdot \frac{\Delta\lambda'}{m}$ ,  $W_s$  为自发辐射速率, Lorentz 半宽度  $\Delta\lambda_0$  为  $3 \text{ \AA}$ ;  $n$  为归一化反转比;  $\varphi_s$  为隐花菁在乙醇溶液中的饱和光子密度  $= 6.8 \times 10^{-4} T e^{-\frac{1725}{T}}$  (参见[3]),  $T$  为染料温度;  $m$  决定于计算内容和要求。

对红宝石反转粒子数和染料的三重态粒子数而言, 所有波长的光都有贡献, 因此在反转粒子数速率方程和三重态粒子数速率方程中与波长有关的  $I$  和  $W_i I$  都应取积分值, 即

$$\frac{dn}{dt} = W_p(1-n) - \sum_{k=1}^m [W_i(\lambda_k)I(\lambda_k)] \varphi_s n - W_s(1+n) \quad (2)$$

$$\frac{dn_s}{dt} = \frac{\tau_3}{\tau_s \tau_i} \left[ \sum_{k=1}^m I(\lambda_k) \right] - \frac{1}{\tau_5} \left[ 1 + \frac{\tau_3 \tau_5 \sum_{k=1}^m I(\lambda_k)}{1 + G \sum_{k=1}^m I(\lambda_k)} \right] n_s \quad (3)$$

$$\text{其中 } G = 2 + 5 \left[ 1 + \frac{0.1 \sum_{k=1}^m I(\lambda_k)}{1 + 0.1 \sum_{k=1}^m I(\lambda_k)} \right]$$

式中  $W_p$  为光泵速率;  $n_s$  为染料三重态粒子数; 其它量的意义与 [3] 同。

计算时取  $I_0 = 2 \times 10^{-7}$ ,  $n_{s0} = 0$  做为光子密度和三重态粒子数的初始值,  $n_0$  十分接近但略小于阈值  $n_t$  时的反转比, 即  $n_0$  满足

$$1 - \frac{n_0}{n_t} = 0.02。 \text{ 因此反转粒子数的初始值为}$$

$$n_0 = 0.98n_t。$$

### 三、计算结果及其分析

用 TQ-6 计算机对方程组 (1)、(2)、(3) 求数值解, 对引言中所提到的问题进行了定量分析。

**1. 选单模的临界条件:** 在阶跃点  $\lambda_{ij}$  上, 红宝石 Lorentz 线中心波长对于增益峰  $\lambda_i$  和  $\lambda_j$  是对称的; 当  $\lambda_i$  和  $\lambda_j$  略偏离对称位置而使增益略有不平衡时两增益峰光强的比值出现急剧变化, 如图 1 所示。由图 1 可见  $\frac{W_i(\lambda_j) - W_i(\lambda_i)}{W_i(\lambda_j)}$  只有 0.5%,  $I(\lambda_i)/I(\lambda_j)$  则由 1 骤降为  $10^{-2}$ , 实际上可认为激光已单模振荡。这表明在染料调 Q 器件中选单模的要求很低, 很容易实现; 相反, 同时出现多模的条件要求则很苛刻。

在阶跃点附近  $W_i(\lambda_i)/W_i(\lambda_j)$  与 1 相差  $\pm 0.5\%$  时  $\lambda_0$  只变化  $\pm 0.01 \text{ \AA}$ , 在这个范围

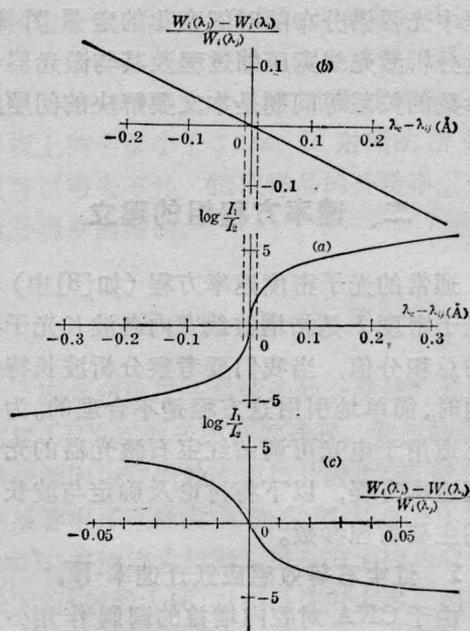


图 1

$$(a) -\log \frac{I_i}{I_j} \sim (\lambda_c - \lambda_{ij});$$

$$(b) \frac{W_i(\lambda_j) - W_i(\lambda_i)}{W_i(\lambda_j)} \sim (\lambda_c - \lambda_{ij});$$

$$(c) -\log \frac{I_1}{I_2} \sim \frac{W_i(\lambda_j) - W_i(\lambda_i)}{W_i(\lambda_j)}$$

内, 只要标准具温度稳定, 则两个波长  $\lambda_i$  和  $\lambda_j$  同时出现; 而  $W_i(\lambda_i)/W_i(\lambda_j)$  在 1 附近变化大于  $\pm 0.5\%$  时只有一个波长出现, 进入单模稳定区。因此阶跃点附近的双模区是很小的。但是在实际应用中, 由于红宝石、方解石、标准具的温度不稳定, 引起跃变点  $\lambda_0$  不稳定, 因而波长不稳定,  $\lambda_i$  和  $\lambda_j$  交替出现, 使跃变区的实际宽度大于  $\pm 0.01 \text{ \AA}$ , 并决定于  $\lambda_0$  起伏的均方差。

**2. 线宽压缩与染料浓度的关系:** 由图 2 可以看出, 从准连续态阶段起线宽压缩过程一直进行。计算表明线宽与染料浓度的关系并不是单调的 (见图 3)。为了进一步分析, 对相邻两个波长  $\lambda_1$  和  $\lambda_2$  写出对应的两个光子密度速率方程:

$$\frac{dI(\lambda_1)}{dt} = (W_{11}n - \gamma_1)I(\lambda_1) + (1+n)W'_s/\varphi_s \quad (4)$$

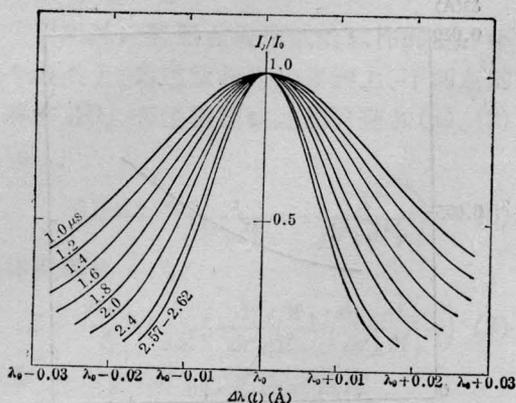


图2 在染料调Q状态下线宽随时间变化的曲线  
 $E=0.5, F=0.6198, \gamma_d(0)=623.61$

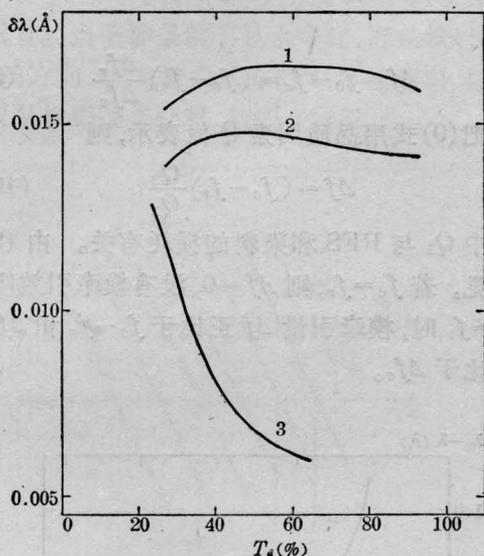


图3  $\Delta\lambda$  和  $\delta\lambda$  随染料透过率  $T_d$  的变化曲线  
 1— $\alpha=35$  mrad 时  $\Delta\lambda \sim T_d$ ; 2— $\alpha=10$  mrad 时  
 $\Delta\lambda \sim T_d$ ; 3— $\alpha=35$  mrad 时  $\delta\lambda \sim T_d$ ;  $E=0.5$ ;  
 $F=0.6198$

$$\frac{dI(\lambda_2)}{dt} = (W_{i2}n - \gamma_2)I(\lambda_2) + (1+n)W'_s/\varphi_s \quad (5)$$

如果忽略自发辐射的贡献, 即忽略等式右边第二项, 则经过简单处理后可得

$$\frac{d(\ln \frac{I_1}{I_2})}{dt} = (W_{i1} - W_{i2})n + (\gamma_2 - \gamma_1)$$

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{I_{10}}{I_{20}} \exp[(\gamma_2 - \gamma_1)t + \int_0^t (W_{i1} - W_{i2})n(t) dt] \quad (6)$$

若  $I_1 > I_2, W_{i1} > W_{i2}, \gamma_1 < \gamma_2$ , 则  $I_1/I_2$  随时间  $t$  指数增加, 线宽随时间而急速压缩, 这与 Sooy 的分析完全一致。由于染料浓度高时前期过程长, 因而忽略自发辐射项时, 线宽随浓度单调递减。

当(4)和(5)等式右边第二项不能忽略, 即自发辐射的贡献不可忽略时,

$$\frac{d(\ln \frac{I_1}{I_2})}{dt} = \Delta W_{in} + \Delta\gamma + a(\frac{1}{I_1} - \frac{1}{I_2}) \quad (7)$$

式中  $a = (1+n)W'_s/\varphi_s, \Delta W_i = W_{i1} - W_{i2}, \Delta\gamma = \gamma_2 - \gamma_1$ 。若  $I_1 > I_2$ , 则  $\Delta W_i$  和  $\Delta\gamma > 0$ , 此时等式右边第三项  $a\Delta\frac{1}{I} < 0$ , 因而它对  $I_1/I_2$  的增加起抑制作用。当光强增长到一定程度, 使得  $\Delta\frac{1}{I} \ll \Delta W_{in} + \Delta\gamma$  之后, 这一项才可以忽略。在  $\gamma_d < \gamma_d^0$  ( $\Delta\gamma_d^0$  为对应于线宽最大时的染料浓度) 的稀染料范围内, (7)式中的  $\Delta\frac{1}{I}$  随浓度而减少, 但它减少的量抵不过  $a$  的增长, 自发辐射的影响仍然随浓度而增强, 使线宽随浓度而加宽。在  $\gamma_d > \gamma_d^0$  的浓染料范围内则与之相反。由此可见, 由于在准连续态过程中不能忽略自发辐射贡献, 因而线宽随浓度的变化不是单调的。

由于  $a$  与激光发散角  $\alpha$  的平方成正比,  $\alpha$  的压缩可减少自发辐射影响, 从而压缩线宽(如图3中1和2的比较)。当  $\alpha$  小到一定程度后, 染料浓度改变引起线宽变化已十分微小, 如图3所示,  $\alpha=10$  和  $35$  mrad 的情况下, 染料透过率  $T_d$  在  $26.5 \sim 91.5\%$  如此宽的范围里变化时线宽最大变化只有  $10^{-3}$  Å 左右。

图4表明线宽和标准具精巧系数  $F$  的关系, 线宽随  $F$  的提高而显著变窄,  $F > 1.6$

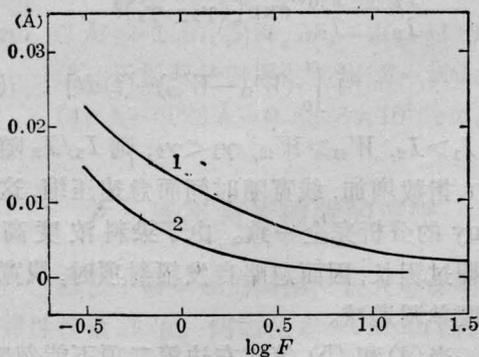


图4  $\Delta\lambda$  和  $\delta\lambda$  随  $\log F$  的变化曲线  
1— $\Delta\lambda \sim \log F$ ; 2— $\delta\lambda \sim \log F$

时线宽窄到  $0.01 \text{ \AA}$  以下。

3. 模牵引量及其影响因子: 当  $W_i$  曲线的峰值波长  $\lambda_g$  和  $\lambda_r$  重合时没有模牵引, 当  $\lambda_g \neq \lambda_r$  时模牵引效应与  $\lambda_r - \lambda_g$ 、 $E$ 、 $F$  及染料浓度有关, 模牵引量  $\delta\lambda$  随  $\lambda_r - \lambda_g$  和  $E$  及染料浓度的增加而加大, 随  $F$  的增加而减少 (如图 5、6、3、4 所示)。这是因为我们的谐振腔等效于具有不同中心频率的两个耦合系统, 耦合振荡频率主要由  $Q$  值较高的 RFS 的共振频率  $f_r$  来决定。RFS 和 CKA 的共振频率和线宽分别用  $f_r$ 、 $f_c$  和  $\Delta f_r$ 、 $\Delta f_c$  表示, 此时谐振腔的谐振频率  $f_0$  为

$$f_0 = f_r + (f_c - f_r) \frac{\Delta f_r}{\Delta f_c} \quad (8)$$

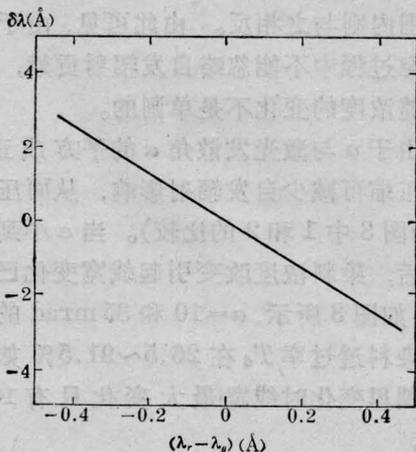


图5  $\delta\lambda$  随  $(\lambda_r - \lambda_g)$  的变化

$E=0.5$ ,  $F=0.6198$ ,  $\gamma_d(0)=623.61$  ( $T_d=40\%$ )

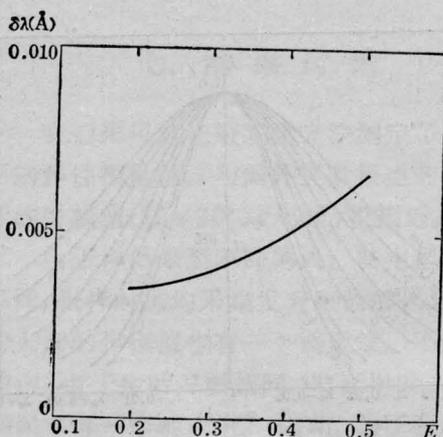


图6  $\delta\lambda$  随  $E$  的变化曲线

$F=0.6198$ ,  $\gamma_d(0)=623.61$ ,  $\lambda_0=6942.92 \text{ \AA}$

或

$$\Delta f = f_0 - f_r = (f_c - f_r) \frac{\Delta f_r}{\Delta f_c} \quad (9)$$

若把(9)式用品质因素  $Q$  值表示, 则

$$\Delta f = (f_c - f_r) \frac{Q_2}{Q_1} \quad (10)$$

式中  $Q_1$  与 RFS 和染料的损耗有关。由(9)可见, 若  $f_c = f_r$ , 则  $\Delta f = 0$ , 没有模牵引效应,  $f_c \neq f_r$  时, 模牵引量  $\Delta f$  正比于  $f_c - f_r$  和  $\Delta f_r$ , 反比于  $\Delta f_c$ 。

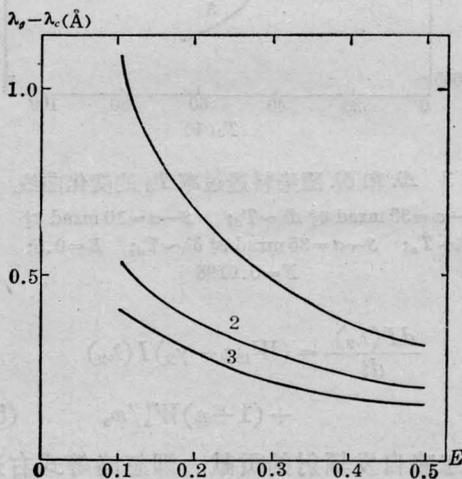


图7  $\lambda_g$  随  $E$  的变化曲线

1— $\lambda_0 - \lambda_c = 1.45 \text{ \AA}$ ; 2— $\lambda_0 - \lambda_c = 0.85 \text{ \AA}$ ;

3— $\lambda_0 - \lambda_c = 0.65 \text{ \AA}$ ;  $\lambda_0 = 6943.4 \text{ \AA}$

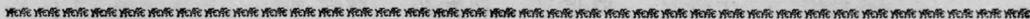
(10)式指出  $\Delta f$  反比于  $Q_1$ , 染料浓时由于染料的吸收引起的损耗加大,  $Q$  值低。 $Q_1$  随浓度而变小,  $\Delta f$  变大, 因此模牵引量随浓度而加大。

最后要讨论 CKA 的调制深度  $E$  对 CKA 调谐能力的影响。 $E$  直接影响  $W$ , 曲线峰值位置  $\lambda_g$ 。 $E$  很大, 调制深度很深时, CKA 对  $\lambda_g$  的控制能力很强, 随  $E$  的下降, CKA 逐渐失去对  $\lambda_g$  的控制能力(如图 7)。图 7 中每条

曲线在  $E=0.5$  时  $\lambda_g - \lambda_c$  值最小,  $\lambda_g$  最接近  $\lambda_c$ 。在同样的  $E$  情况下,  $\lambda_0 - \lambda_c$  值愈小, CKA 的控制能力愈强,  $E$  愈小, 此现象愈明显。

### 参 考 文 献

- [1] 赵燕曾等;《中国激光》, 1984, 12, No. 4, 213.
- [2] W. R. Sooy; *Appl. Phys. Lett.*, 1965, 7, No. 2, 15.
- [3] 赵燕曾;《激光》, 1980, 7, No.9, 12.



## 单层分子膜的二阶和三阶非线性光学效应

表面物理是近些年来新兴的科学研究分支。光滑光学表面和粗糙表面均可吸附气体或液体分子。由于分子膜或吸附分子与表面基质的相互作用, 使其对于化学反应和非线性光学过程有重要意义。所以人们发展了多种技术探测介质表面的痕量物质的物理和化学性质。

我们对于探测单层分子薄膜和吸附分子的非线性光学技术, 特别对于表面分子膜和吸附分子的二阶和三阶非线性光学效应, 以及喇曼散射增强效应感兴趣。

在电偶极近似情况下, 具有反演对称性的介质, 其二阶非线性极化率  $\chi^{(2)}$  为零。所以不能产生二次谐波。但附着于介质表面的原子或分子薄膜则不同, 由于介质表面与原子或分子的相互作用, 破坏了它们的反演对称性。从而表面分子薄膜有不为零的二阶非线性极化率  $\chi^{(2)}$ 。激光作用到介质表面分子上时, 可以产生二次谐波, 它足够强可以很容易探测到。

用  $1.06 \mu\text{m}$  激光做基波, 在光滑的石英和玻璃表面上观察到 DASPI、PIC、Rh6G 和 Rh640 分子膜层的二次谐波信号(实验上用可调谐染料激光脉冲做基波也可观察到二次谐波信号)。利用偏振光

技术, 确定 DASPI 染料分子很有秩序的垂直站立在光学基板表面上。

在石英和玻璃基板上的分子膜的透射和反射方向上均可观察到方向性很好的二次谐波信号。基波与二次谐波光束之间有一大约  $1.2$  度的夹角。其中 DASPI 染料在激光作用下最为稳定, 谐波信号最强, 而其它分子次之。

几种染料分子的二次谐波的光谱宽度为  $25$  到  $30 \text{ \AA}$ 。频谱的前后沿的上升和下降迅速。不同分子的二次谐波的频谱结构不同, 对同一种有机染料分子, 基板不同时(石英或玻璃), 其二次谐波的频谱结构亦有明显差异。

实验证明, 分子膜也可产生强的三次谐波信号。

利用表面物理的这一非线性技术, 可以给出分子在介质表面的取向, 分子的二阶和三阶非线性极化率系数, 表面的痕量物质的鉴别和分析。表面物理学技术可以提供用其它技术不能提供的有用数据。详细结果待发表。

(中国科学院上海光机所 邱佩华 立群

王文耀 庄大奎 张拯

1985年4月4日收稿)