

图9 实验得到的不同电子能量下的峰
(a) 分析能量 V_a 为 100 eV; (b) 分析能量 V_a 为 50 eV. 强度是将最高计数率归一化为 1

的综合表现。要真正获得分析器系统本身的分辨特性,必须设法排除其他因素,比如预先将电子源单色化。

从在尽可能简单易行的实验装置上所得到的这些初步结果看,不论分析能量用 100 V 还是 50 V,对 1500 eV 以下的电子分辨都是良好的,分析能量为 50 V 时峰更锐些。在各个电子能量下,绝对半高峰宽都在 2 eV 左右。

实验表明,所设计的分析器系统在电子动能为 1500 eV 以下范围内能良好地工作,工作方式是很简便的、直读式的,预减速透镜上的扫描电位 V ,就直接指示电子动能(仪器常数另作修正),扫描是直线性的。结果表明,利用一般水平的小容量计算机,进行较复杂的静电透镜

系统的设计,能获得相当满意的结果。

本工作中多方请教了梅镇岳先生,特致谢意。计算工作在电子学研究所 DJS-6 机上进行,得到该组同志热情帮助。实验装置由沈阳科学仪器厂设计制造,参加工作的主要有张延坤、张国山、姜铁军等同志,一并表示深切的谢意。

参 考 文 献

- [1] 梅镇岳,原子核与化学环境,科学出版社,(1977).
- [2] B. Wannberg et al., *J. Phys. E. Sci. Instr.*, 7 (1974), 149—159.
- [3] F. H. Read, *J. Phys. E. Sci. Instr.*, 4(1971), 625; *J. Phys. E. Sci. Instr.*, 5(1972), 150—155.
- [4] D. W. O. Heddle, *J. Phys. E. Sci. Instr.*, 2 (1969), 1046.

空间正交方位信息传递系统的光学设计和分析

宋 菲 君

(北京西城光学仪器厂)

在工程技术的许多领域中,都要求精确传递一个与传递方向垂直的基准方位,或测定两个与同一轴线正交的基准方位之间的夹角。这

类系统我们称之为“空间正交方位信息传递系统”。例如,要求地面上相隔一定距离的望远镜对于同一星体或航天目标作同步的追踪;测定

位于同一铅垂线上两台经纬仪水平方位的夹角等。偏振旋光仪一类光学仪器,究其实质,也是测定两个基准方位的夹角。实现方位信息传递的方案有多种,其中光学传感器具有精度高、抗干扰能力强、传递距离大等优点,特别是在发射和接收部分之间不可逾越时更具有独特的优越性。本文比较详细地讨论使用扩展的非相干单色光源的正弦电-光调制器的离轴调制偏振特性,作为实际传感器的近似模型。对于采用白光光源的传递系统也作了简单的讨论。

一、原理概述

图1是采用正弦电-光调制器的方位信息传递系统示意图。由非相干单色光源发出的光波经准直镜 L_1 、偏振镜 P 、光学移相器(四分之一波片) Q 形成圆偏振光后进入电-光调制器 M 。在 M 上沿晶体光轴 z 方向加上交变电压 $\tilde{V} = V_M \sin \omega_M t$, 从 M 输出的即是一对调制偏振光波,其振动平面互相正交,并与光波的传递

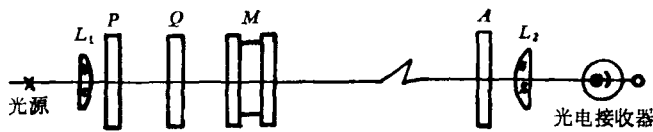


图1 正弦电-光调制器方位信息传递系统光路示意图
 P 为偏振镜; Q 为光学移相器; M 为调制器;
 L_1 为准直镜; L_2 为聚光镜

方向正交。记这一对光波为

$$\begin{aligned} E_x &= E i, \\ E_y &= E \exp \left[i \left(\Delta \phi_K + \frac{\pi}{2} \right) \right] j, \end{aligned} \quad (1)$$

上式表示 E_x 和 E_y 的位相差由两部分合成,其中 $\left(\frac{\pi}{2}\right)$ 系四分之一波片所提供, $\Delta \phi_K$ 为调制

器 M 所提供。根据线性电-光调制的原理^[1],

$$\left. \begin{aligned} \Delta \phi_K &= \pi \frac{V_M}{V_\pi} \sin \omega_M t = q_0 \sin \omega_M t, \\ q_0 &= \pi \frac{V_M}{V_\pi}, \end{aligned} \right\} (2)$$

式中 V_π 为半波电压。 E_x 和 E_y 构成发射部分

的基准方位。

设接收部分的分析镜 A 的光轴构成接收部分的基准方位,它与 x 轴的夹角为 α (图2),

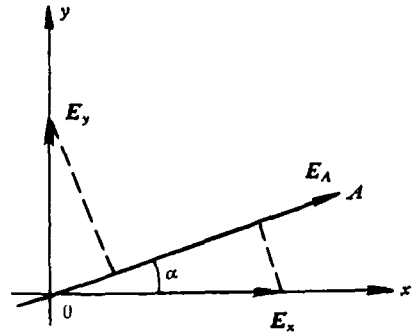


图2 一对正交偏振光波 E_x, E_y 在分析镜光轴 A 方向迭加形成 E_A

E_x 和 E_y 在 A 方向的相干迭加形成 E_A , 其强度为 I_A 。忽略表面的反射损失,

$$\left. \begin{aligned} E_A &= E \left\{ \cos \alpha + \sin \alpha \cdot \exp \left[i \left(\Delta \phi_K + \frac{\pi}{2} \right) \right] \right\}, \\ I_A &= E^2 \{ 1 - \sin 2\alpha \sin \Delta \phi_K \}, \end{aligned} \right\} (3)$$

以(2)式代入(3)式得到

$$\frac{I_A}{E^2} = 1 - 2 \sin 2\alpha \sum_{k=1}^{\infty} [J_{2k-1}(q_0) \cdot \sin(2k-1)\omega_M t], \quad (4)$$

其中 $J_{2k-1}(q_0)$ 为贝塞尔函数。

由(3),(4)式可知调制偏振光经分析镜解调后,输出光强的交变分量具有零点 $\alpha = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3}{2}\pi$; 同时该交变分量

在经过零点时发生 π 的位相跃变。这就是系统的角度特性,利用它们我们不仅能检测出零点位置,同时还能确定方位偏差(即 α)的正负,从而实现方位信息的传递。

二、正弦电-光调制器的离轴调制偏振特性及系统的误差分析

在第一部分中讨论的是光波沿光轴方向通过电-光调制晶体的情况,即“正入射”的情况;由于实际使用的光源绝大部分是扩展光源,如

将扩展光源发出的光束经准直后射入系统, 则可将它看成是波矢量 \mathbf{k} 的方向不相同的无数平面波迭加而成的波包, 偏离晶体光轴后, 由于自然双折射的出现, 因而光波的调制偏振效应乃是电-光效应与自然双折射耦合的结果, 与正入射的情况有明显的区别^[2], 对于系统定位的精度有很大的影响。因此, 有必要分析一个倾斜入射的单色平面波的传递特性, 整个扩展光束的实际效果只不过是波矢量 \mathbf{k} 在波包内求积分(非相干迭加)。

设 n_o, n_e 分别为晶体寻常光和非常光折射率, r 为电-光系数, \tilde{E} 为外加调制电场强度, 则在晶体加电场后的主介电坐标系中, 折射率椭球的方程式为

$$F = \left(\frac{1}{n_o^2} + r \tilde{E} \right) x^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} - r \tilde{E} \right) y^2 + \frac{1}{n_e^2} z^2 = 1, \quad (5)$$

设入射到晶体内光波的法线矢量为 \mathbf{s} , 它与 x 轴的夹角为 θ , \mathbf{s} 在 xy 平面上的投影与 x 轴的夹角为 ψ , 则当 $\theta \ll 1$ 时,

$$\mathbf{s} \approx (\theta \cos \psi, \theta \sin \psi, 1) \quad (6)$$

(参见图 3)。过原点 O 作一个平面与 \mathbf{s} 正交, 一般讲, 它与椭球面相交成一个椭圆。根据晶体光学的原理^[3,4], 该椭圆的主轴方向 \mathbf{d}_1 及 \mathbf{d}_2 为 \mathbf{s} 所属一对光波电感应矢量 \mathbf{D} 的振动方向, 主轴长度决定了折射率 n_1, n_2 。因此 \mathbf{d} 应满足方程组

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{d} \cdot \mathbf{s} &= 0, \\ \mathbf{d} \cdot \nabla F \times \mathbf{s} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

F 由(5)式表示。

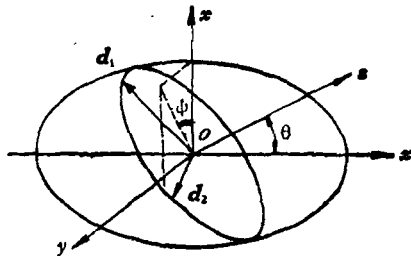


图 3 斜光束在电-光晶体中的偏振

(7)式是一个特征问题, 一般情况下存在两

个特征值即折射率 n_1, n_2 , 同时存在两个特征矢量 $\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2$ 分别属于 n_1, n_2 。

引入 β 表示 \mathbf{d} 在 xy 平面的投影与 x 轴的夹角, 并令 $k = \tan \beta = y/x$, 在 $\theta \ll 1$ 的条件下解出

$$\left. \begin{aligned} \sin 2\beta &= \frac{2k}{1+k^2} = p \sin 2\psi / \Delta\phi_K, \\ \cos 2\beta &= \frac{1-k^2}{1+k^2} \\ &= (p \cos 2\psi + q) / \Delta\phi_K, \\ \Delta\phi_K &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta n \cdot d \\ &= (p^2 + 2pq \cos 2\psi + q^2)^{1/2}, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} p &= \pi \frac{d}{\lambda_0} n_o^3 \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) \theta^2, \\ q &= \pi \frac{\tilde{V}}{V_x} = \pi \frac{V_M}{V_x} \sin \omega_M t, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中 d 为晶体厚度, λ_0 为真空中的波长。 β 和 $\Delta\phi_K$ 分别表征了电位移矢量 \mathbf{D} 的偏振方位和属于 \mathbf{s} 的一对偏振光波通过晶体后获得的位相差。至于与光矢量对应的电场强度 \mathbf{E} , 可借助于介电张量 ϵ_{ij} 求出。

以上结果说明, 光波离轴后, 偏振方位也偏离了 x, y 轴的方向。设 $\mathbf{d}'_1, \mathbf{d}'_2$ 表示 $\mathbf{d}_1, \mathbf{d}_2$ 在 xy 平面上的分量, 则我们可以认为, 在离轴情况下, \mathbf{d}'_1 和 \mathbf{d}'_2 起着沿轴入射时 x, y 轴的作用, 成为基准方位(图 4)。设想以分析镜的光轴 A 与 \mathbf{d}'_1 的夹角 $\alpha - \beta$ 代替正入射情况下的光强公式(3)中的 α , 并注意(8)式的结果, 就得到斜入射情况下的光强公式, 与(3)式相对应有

$$\begin{aligned} \frac{I_A}{E^2} &= 1 - [\sin 2\alpha \cdot (p \cos 2\psi + q) \\ &\quad - p \cos 2\alpha \cdot \sin 2\psi] \frac{\sin \Delta\phi_K}{\Delta\phi_K} \\ &= 1 - [q \sin 2\alpha \\ &\quad + p \sin 2(\alpha - \psi)] \frac{\sin \Delta\phi_K}{\Delta\phi_K}. \end{aligned} \quad (10)$$

通常在信息处理部分有选频网络, 因此必须提取光强中的基频成分。设 G_1 和 G_2 分别是 $q(\sin \Delta\phi_K / \Delta\phi_K)$ 及 $\sin \Delta\phi_K / \Delta\phi_K$ 中的基频

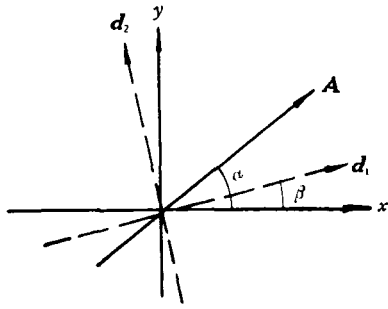


图4 斜入射光波的主振动平面对于 x, y 轴的偏离

$\sin \omega_M t$ 的含量, 计算表明

$$\left. \begin{aligned} G_1 &= \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{i+j+k=N} (-1)^N \frac{N!}{(2N+1)!i!j!k!} \\ &\quad \cdot (2 \cos 2\psi)^i p^{2i+1} Q_{i+2k+1}, \\ G_2 &= \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{i+j+k=N} (-1)^N \frac{N!}{(2N+1)!i!j!k!} \\ &\quad \cdot (2 \cos 2\psi)^i p^{2i+1} Q_{i+2k}. \end{aligned} \right\} (11)$$

式中

$$Q_k = \begin{cases} 0, & \text{当 } k \text{ 为偶数} \\ 2q_0^k \frac{k!!}{(k+1)!!}, & \text{当 } k \text{ 为奇数} \end{cases} (12)$$

$q_0 = \pi \frac{V_M}{V_\pi}$. 光强的基频调制度 m 由下式给出:

$$\begin{aligned} m &= -(G_1 + G_2 p \cos 2\psi) \sin 2\alpha \\ &\quad + G_2 p \sin 2\psi \cdot \cos 2\alpha \\ &= -G_1 \sin 2\alpha + G_2 p \sin 2(\psi - \alpha). \end{aligned} (13)$$

光波中基频成分等于 0 的方位角 α_0 称为系统的“零点”. 在(14)式中, 令 $m = 0$ 得到

$$\text{ctg } 2\alpha_0 = \frac{G_1}{G_2 p \sin 2\psi} + \text{ctg } 2\psi. (14)$$

当 $\theta = 0$ 时, $G_2 = 0$, $G_1 = 2J_1(q_0)$, $\alpha_0 = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$, 即正入射的零点, 称为系统的“真零点”; 当 $\theta \neq 0$ 时, 一般讲 α_0 与真零点不一致. 该偏差的值与 θ 的参数 θ, ψ 及调制电压 V_M 、晶体厚度 d 均有关. 表 1 给出一组零点的参数 $\alpha_0 = \alpha_0(\theta, \psi)$, 晶体材料为 KDP. 注意在正弦电-光调制器中, 一般取 $V_M \leq (V_\pi/2)$.

作为基准方位信息传感器的正弦电-光调制器, 它所提供的方位基准(即系统的零点)必须精确、可靠. 由以上讨论可知, 当使用扩展光

源时, 离轴光波的零点与真零点不一致. 这样势必造成定位误差. 特别是由于斜光波的零点位置与光源、调制电压等参数有关, 引起系统的方位基准随外界参数的变化而发生漂移. 容易证明, 当 $\theta \ll 1$ 时, $\Delta\alpha_0 \sim \theta^2$, 说明该项误差随光波的孔径角 θ 迅速变大. 当 θ 很小时, $\Delta\alpha_0$ 可以很小, 这一点从理论上说明光学传感器可能具有极高的定位精度.

由(15)式还可看出, $\Delta\alpha_0$ 是由于 $G_2 \neq 0$ 引起的. 容易证明 G_1 关于 $\psi = \pm 45^\circ$ 对称, G_2 关于 $\psi = \pm 45^\circ$ 反对称. 由于接收器实际接收到的光强是扩展光源各部分辐射光波强度的积分, 系统的零点乃是“积分零点”. 显然, 只要确保光学系统的诸元件, 包括光源和接收器在内都具有旋转对称性, 则各部分离轴光波的 G_2 是互相对消的, 积分零点与真零点重合. 实验说明, 光源的均匀性、光学零件加工及装配精度都可能影响对称性, 从而影响 $\Delta\alpha_0$, 其中又以光源的影响为最大.

设锥形光束中光波以权重 $\rho(\theta, \psi)$ 分布在 (θ, ψ) 平面上的一个区域 D 内, 则接收光强(相对值)按基频计算, 可表为

$$\begin{aligned} I_D &= \iint_{(D)} m \rho(\theta, \psi) d\theta d\psi \\ &= -\sin 2\alpha \cdot (G_{1D} + G'_{2D}) \\ &\quad + \cos 2\alpha \cdot G''_{2D}, \end{aligned} (15)$$

式中

$$\left. \begin{aligned} G_{1D} &= \iint_{(D)} G_1 \rho(\theta, \psi) d\theta d\psi, \\ G'_{2D} &= \iint_{(D)} G_2 p \cos 2\psi \cdot \rho(\theta, \psi) d\theta d\psi, \\ G''_{2D} &= \iint_{(D)} G_2 p \sin 2\psi \cdot \rho(\theta, \psi) d\theta d\psi. \end{aligned} \right\} (16)$$

令(16)式中的 $I_D = 0$, 得到积分零点 α_D ,

$$\text{ctg } 2\alpha_D = \frac{G_{1D}}{G'_{2D}} + \frac{G''_{2D}}{G'_{2D}}. (17)$$

在对称的情况下, 例如设区域 D 及 ρ 均与 ψ 无关, 此时 G'_{2D} 与 G''_{2D} 均为 0, α_D 等于真零点.

表1 一组倾斜离轴光束的零点(α_0)数据*
晶体材料: KDP, $V_0 = 3.5 \text{ kV}$, $\theta_{\max} = 0.025$, $\lambda_0 = 0.5893 \mu$

$\alpha_0 \backslash \theta/\theta_{\max}$ ψ	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
0.00	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000
5.00	-0.000101	-0.001650	-0.009125	-0.038396	-0.285743
10.00	-0.000190	-0.003096	-0.017004	-0.069420	-0.376516
15.00	-0.000256	-0.004161	-0.022618	-0.088582	-0.377159
20.00	-0.000291	-0.004719	-0.025330	-0.094870	-0.341424
25.00	-0.000291	-0.004705	-0.024932	-0.089589	-0.287698
30.00	-0.000256	-0.004126	-0.021610	-0.075027	-0.223432
35.00	-0.000190	-0.003055	-0.015856	-0.053672	-0.152432
40.00	-0.000101	-0.001623	-0.008375	-0.027915	-0.077241
45.00	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000	0.000000

* 其中 θ , α_0 以弧度为单位, ψ 以度为单位。

三、采用白光光源的方位信息传递系统

由于白炽灯的亮度比一般非相干单色光源要高,因此它适用于传递距离大,或介质有吸收的情况。为了消除色散效应引起的定位误差,通常在调制器后加一块方位校正晶体,它由水晶制造,其光轴与表面平行,并与 x 轴成 45° 。通过类似于单色光的计算,可得到

$$\frac{I_A}{E^2} = 1 - \cos 2\alpha \sin \Delta\phi_K - \sin 2\alpha \cdot \sin \delta \cdot \cos \Delta\phi_K, \quad (18)$$

注意 α 角从校正晶体的光轴算起, δ 系正交偏振光分量通过校正晶体后所获得的位相差,它显然是由自然双折射引起的。

上式第三项包含因子 $\sin \delta$, 由于色散效应,不同波长的光波的 δ 不同。当 d 够大时, $\sin \delta$ 对波长积分的效果为零,因此若以符号 $\langle \rangle$ 表示对波长积分,则

$$\left\langle \frac{I_A}{E^2} \right\rangle = 1 - \cos 2\alpha \sin \Delta\phi_K, \quad (19)$$

(19) 式的零点出现在 $\alpha = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4$ 处,不要忘记由于此处 α 恰恰是与原来单色光的起算位置相差 45° ,因此实际的零点位置仍然与单色光情况一致。实验表明,对于一般白炽灯,当 $d > 5\text{mm}$ 后第三项的影响已微不足道。

使用白光光源的系统的离轴效应可仿效单色光情况处理。

四、系统的整体设计方案

一个采用白光光源的空间正交方位信息传递系统如图5所示,由校正晶体出射的一对正交调制偏振光的振动平面构成发射部分的基准方位,分析镜的光轴构成接收部分的比较方位,当二者一致或正交时,系统达到零点,光电转换器输出的光电流中仅有直流分量;当二者有偏差时,光电流中出现基频信号,即方位偏差信息。该基频信号经选频放大电路选出后送入鉴相器;另一路用于比较的基频信号(开关电压)直接取自调制信号源。鉴相器输出直流电平的大小和符号指示了方位偏差角的大小及方向,

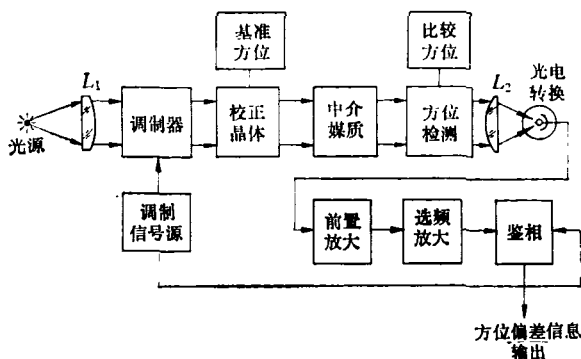


图5 空间正交方位信息传递系统框图

我们称之为方位偏差信息输出。

为了提高信噪比,分析镜也可采用渥拉斯顿棱镜(Wollaston prism),它输出的一对正交偏振光分量具有反相的基频信号,分别送入电桥两臂上一对对称的光电管中,电桥输出端反相的信号互相迭加,而同相的噪声则互相抵消。采用这样的光路设计,再加上在电子线路中设置窄带的选频网络,可使系统具有高抗干扰性。

表2 (单位:度)

样品编号	参考值	实验值	偏差
No. 1	0.033	0.041	0.008
No. 2	-0.1046	-0.1045	0.001
No. 3	-0.0269	-0.0220	0.0049
No. 4	-0.046	-0.037	0.009
No. 5	-0.044	-0.035	0.009
No. 6	0.0770	0.0797	0.0027
No. 7	-0.046	-0.046	0.000
No. 8	-0.0175	-0.0162	0.013

实验证明,在光强足够的前提下,方位传递精度 $\Delta\alpha_0$ 与距离无关。事实上,增大距离后压缩了接收光束的孔径角,还有利于减小斜光束的

定位误差。 $\Delta\alpha_0$ 一般做到 0.01° 以内并不困难。在设计和工艺上采取一定措施后可使 $\Delta\alpha_0 \leq 0.003^\circ$ 。表2给出我厂某产品在精确测定偏振面旋转角的几组典型数据,其中“参考值”由有关文献查得,实验值系多次平均的结果,测量值的复现性优于 0.005° 。以上数据由北京药物研究所提供。

本文的计算部分是在北京大学姜伯驹等同志的指导下完成的,北京计算中心吴同宽等同志协助进行了数据处理,本厂阴边杰、安邦林、岳邦茂诸同志和笔者共同进行了系统的设计和调试工作,为本文提供了实验基础,此外,王秀兰同志绘制了文中的插图,在此谨致谢忱!

参 考 文 献

- [1] F. T. Arecchi and E. O. Schulz-Dubois, *Laser Handbook*, (1972), 707—711.
- [2] 中国科学院上海光学精密机械研究所晶体调制组, *激光*, 2-2 (1975), 8—12.
- [3] F. T. Arecchi and E. O. Schulz-Dubois, *Laser Handbook*, (1972), 977—978.
- [4] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Macmillan, New York, (1959).

重复脉冲闪光灯抽运的染料激光器*

邱元武 俞祖和 张治国 王庭鸾 罗正纪

(中国科学院物理研究所)

调频激光器,特别是染料激光器,作为光谱光源,在激光光谱学中起十分重要的作用。染料激光器的抽运方式很多,其中闪光灯抽运的染料激光器,由于装置较简单和总效率较高而被广泛地应用。本文报道一台重复脉冲闪光灯抽运的染料激光器的初步实验结果。

一、激 发 机 理

虽然染料分子是由许多原子组成的,但是它的能级以及吸收和发射过程可以模仿简单的双原子分子而画成如图1所示的能级图^[1]。染

料激光器的吸收和发射过程与染料分子的四个能态有关:分子吸收抽运辐射后,从基态激发到第一(或第二)激发单态 S_1 (或 S_2)的较高振动能级,并很快地通过非辐射跃迁而到 S_1 的最低振动能级,再经过辐射跃迁到基态 S_0 的较高振动能级,又很快地通过非辐射跃迁回到 S_0 的最低振动能级。因为基态 S_0 的较高振动能级在室温的热平衡分布中几乎没有粒子数,所以有可能对于 S_1 的最低振动能级形成粒子数反转。由此可见,染料激光器是四能级系统的激光器。

* 1978年12月18日收到。