

10.6 μm 的CO₂ 激光的电光频移*

傅恩生 王裕民 程兆谷 窦爱荣

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文提出用 CO₂ 激光器输出的线偏振光通过电光调制器和再生循环激光放大器,在不增大谐波分量条件下,可能大大提高转换效率,使电光频移具有广泛应用的可能性。在检验频移效果的实验中,用光束的自准往复和调制信号的空间延迟简化了实验装置。以简单的拍频方法分析了频移光的频率成分。

一、引 言

用电光效应使激光频率产生移动,称为电光频移。虽然有很多方法可以调谐激光频率^[1-6],特别是高压 CO₂ 波导激光器和横向电激励大气压 CO₂ 激光器可以在 9—11 μm 的范围调谐激光输出波长,但是要获得高稳定度的精密的频率调谐,往往必须采用电光频移。例如美国标准局首次对 He-Ne 633 nm 红色激光谱线频率的测量,就是用与频率基准相联系的微波频率 ω 对激光频率 ν 进行电光频移完成的^[15]。

目前,电光频移可以分成两种类型,一种是在具有三重对称轴的电光晶体上加旋转电场,使圆偏振光频移^[1,3,10];另一种是让圆偏振光通过两个相对转动 $\pi/4$ 的振幅调制的电光晶体^[2,4],两晶体分别加正交位相的调制信号,使出射圆偏振光发生频移。旋转电场的电光频移缺点是电极之间存在耦合电容,实际上限制了调谐带宽 (<30M Hz);加上难以在较大的区域内获得均匀的旋转电场^[10],谐波分量较大。正交位相的电光频移克服了电极之间的耦合电容问题,调谐范围可达几个 GHz^[7-9],但是它的谐波成分大,转换效率低。

本文提出用线偏振光通过电光调制器和再生循环放大器,在不增大谐波分量的条件下,大大提高了转换效率,并通过简单的拍频实验证实了电光频移。

二、理 论 分 析

电光频移装置如图 1 所示。I, II 为 43m 型电光晶体(如 GaAs, CdTe 等),在晶体的 [110] 方向加电场,激光在 [1 $\bar{1}$ 0] 方向通过,晶体 II 相对晶体 I 绕 z 轴转动 $-\pi/2$, III 是半透镜(另一面涂消反射膜),透过率为 T_3 ,反射率为 R_3 , IV 是 $\lambda/4$ 波片(CdS 或加压的 Ge),其快轴平行于 y 轴。V 是布鲁斯特角偏振片(Ge)(另一面涂消反射膜),对垂直偏振分量

* 1978 年 4 月 17 日收到。

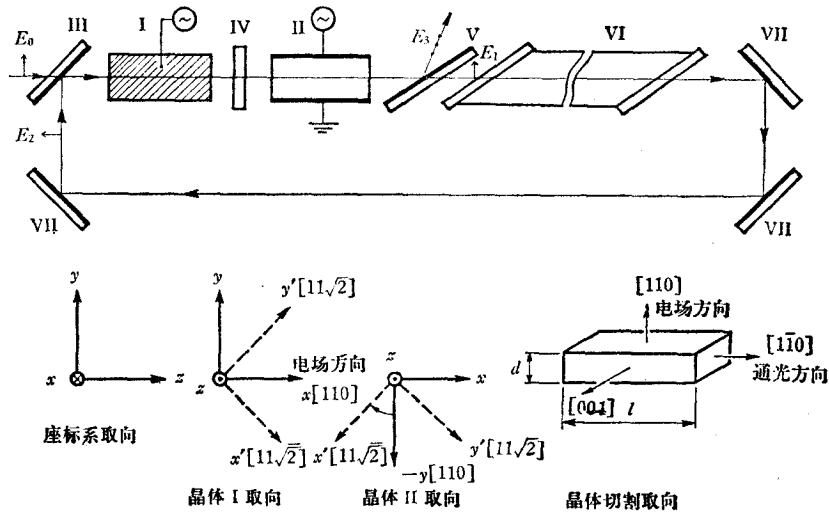


图 1 电光频移装置和电光晶体取向

反射率为 R_s , 透过率为 T_p ($\approx 100\%$)。VI 是带布鲁斯特窗的 CO₂ 激光放大器。VII 是全反射镜。

在晶体的 $[110]$ 方向加电压后, 其电光主轴变为 $x' = [11\sqrt{2}]$, $y' = [11\sqrt{2}]$, $z' = z = [1\bar{1}0]$ 。选择晶体 I, II 的尺寸和取向完全相同, 所以将 II 相对 I 绕 z 轴转动 $-\pi/2$ 后可以消除晶体的热畸变效应^[7]。晶体 I, II 之间的间隙如果小于 5mm, 则调制频率在 6 GHz 以下, 其光子渡越时间可以不计。根据调制频率范围, 可以采用集总调制或行波调制 (满足光的相速度和调制电场相速度匹配)^[7,9]。但是, 不管用哪种调制, 都要求加到 II 上的调制信号比 I 上的调制信号落后 $\pi/2$ 的位相。加电场后, 晶体 I 和 II 的 x' 与 y' 方向位相差 (相移) 分别为

$$\Gamma_1 = \Gamma \cos \Omega t, \quad \Gamma_2 = \Gamma \sin \Omega t,$$

其中

$$\Gamma = \frac{2\pi n_0^3 r_{41} V_m l}{\lambda d},$$

l 是沿光传播方向晶体长度, d 是沿电场方向晶体的厚度, V_m 是调制信号的峰值电压, Ω 是调制信号的角频率。

设入射光为 y 方向偏振的单色光, 记为

$$\tilde{E}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ E_0 \end{pmatrix} e^{i\omega t},$$

利用偏振态的矩阵表象^[11,12], 调制器 I 和 II 的矩阵为

$$[M]_I = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Gamma_1}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Gamma_1}{2}} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Gamma_1}{2} & -i \sin \frac{\Gamma_1}{2} \\ -i \sin \frac{\Gamma_1}{2} & \cos \frac{\Gamma_1}{2} \end{pmatrix},$$

$$[M]_{II} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\frac{\Gamma_2}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\Gamma_2}{2}} \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\Gamma_2}{2} & i \sin \frac{\Gamma_2}{2} \\ i \sin \frac{\Gamma_2}{2} & \cos \frac{\Gamma_2}{2} \end{pmatrix}.$$

$\lambda/4$ 波片的矩阵为

$$[M]_{\lambda/4} = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\pi}{4}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\pi}{4}} \end{pmatrix}.$$

由 I, VI, II 组成的光学组件矩阵为

$$[M] = [M]_{II}[M]_{\lambda/4}[M]_I \\ = e^{-i\frac{\pi}{4}} \begin{pmatrix} \cos \frac{\Gamma_1}{2} \cos \frac{\Gamma_2}{2} + i \sin \frac{\Gamma_1}{2} \sin \frac{\Gamma_2}{2} & -\left(\cos \frac{\Gamma_1}{2} \sin \frac{\Gamma_2}{2} + i \sin \frac{\Gamma_1}{2} \cos \frac{\Gamma_2}{2} \right) \\ \sin \frac{\Gamma_1}{2} \cos \frac{\Gamma_2}{2} + i \cos \frac{\Gamma_1}{2} \sin \frac{\Gamma_2}{2} & i \cos \frac{\Gamma_1}{2} \cos \frac{\Gamma_2}{2} + \sin \frac{\Gamma_1}{2} \sin \frac{\Gamma_2}{2} \end{pmatrix}.$$

入射光通过光学组件 $[M]$ 、偏振片 V 以及激光放大器 VI 的布鲁斯特角的偏振态选择, 经反射镜 VII, III 反射再进入晶体时, 实际上只剩下 y 方向偏振分量了. 所以入射到晶体的光可以写成

$$\begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{E}_0\sqrt{T_3} + \tilde{E}_2\sqrt{R_3} \end{pmatrix},$$

\tilde{E}_2 表示反馈入射到半透镜 III 上的 y 方向偏振光场, 其振幅为 E_2 , 符号“ \sim ”表示含时间项的场. 经布鲁斯特角偏振片 V 反射输出的光场形式上可以写成

$$\tilde{E}_3(t) = \begin{pmatrix} \sqrt{R_s} & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} [M] \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{E}_0\sqrt{T_3} + \tilde{E}_2\sqrt{R_3} \end{pmatrix} e^{-i\frac{2\pi l_1}{\lambda} t},$$

其中 l_1 是自输入到输出的单程光程. 而通过偏振片 V 和放大器 VI 透射的 y 方向偏振光场为

$$\tilde{E}_2(t) = \sqrt{G} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} [M] \begin{pmatrix} 0 \\ \tilde{E}_0\sqrt{T_3} + \tilde{E}_2\sqrt{R_3} \end{pmatrix} e^{-i\frac{2\pi L}{\lambda} t},$$

其中 $G = (E_2/E_1)^2$, 是放大倍数, E_1 是入射到放大器的光振幅, L 是循环一周的光程. 如果忽略激光放大器中的损失, 则有

$$\ln G + \left(\frac{E_2}{E_s} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{G} \right) = g_0 l_0.$$

这里 g_0 是激光放大器的小信号增益系数; l_0 是激光放大器增益介质长度; E_s^2 是放大器的饱和参量. 在 $J_0 \left(\frac{\Gamma}{2} \right) > J_1 \left(\frac{\Gamma}{2} \right), J_2 \left(\frac{\Gamma}{2} \right), \dots$ 时, 利用三角函数的贝塞耳展开, 近似得

$$\tilde{E}_3(t) = \{ -2\sqrt{T_3 R_3} [(J_0 J_1 + J_1 J_2 - J_2 J_3 - \dots) e^{i(\omega - \Omega)t} + (J_1 J_2 - J_0 J_3 + J_1 J_4 \\ + \dots) e^{i(\omega + 3\Omega)t}] E_0 e^{-i(\pi/4 + 2\pi l_1/\lambda)t} \} / \{ 1 - \sqrt{R_3 G} (iJ_0^2 + 2J_1^2 \sin 2\Omega t \\ + \dots) e^{-i(\phi_0 + \pi/4)t} \} \quad (1)$$

其中 $\phi_0 = 2\pi L/\lambda$. 分母中的与时间有关的项是反馈信号的交流成分, 它是以 $2\Omega, 4\Omega,$

8Ω, … 强度调制的光, 这些量是二级以上的小量。此外, CO₂ 激光放大器的增益带宽 ~50MHz, 随着放大倍数的提高, 带宽将减小, 当我们取调制频率 $\nu_m = \Omega/2\pi = 10$ MHz 时, 腔内的交流成分 >20 MHz, 远超出腔内频率响应的上限^[13]。例如 Kiefer 等人发现^[14], 腔内调制频率 $\nu_m > 1$ MHz 的功率基本上是常数。所以

$$\tilde{E}_3(t) = \{-2\sqrt{T_3 R_3} [(J_0 J_1 + J_1 J_2 - J_2 J_3 - \dots) e^{i(\omega - \Omega)t} + (J_1 J_2 - J_0 J_3 + J_1 J_4 + \dots) e^{i(\omega + 3\Omega)t}] E_0 e^{-i(\frac{\pi}{4} + \frac{2\pi L}{\lambda})}\} / \{1 - \sqrt{R_3 G} J_0^2 e^{-i(\phi_0 - \frac{\pi}{4})}\}. \quad (2)$$

可见输出光的基本频率为 $\omega - \Omega$, 谐波频率为 $\omega + 3\Omega, \omega - 5\Omega, \omega + 7\Omega, \dots$ 。输出光各种频率的相对振幅计算在表 1 中给出。在不同的相移时各级谐波振幅与基频振幅之比的分贝数在图 2 中给出, 其中假设输入光振幅 $|E_0| = 1$ 。由此可见, 谐波的频率 ($\omega + 3\Omega, \omega - 5\Omega, \dots$) 离基频 ($\omega - \Omega$) 比较远, 分别为 $4\Omega, 8\Omega, \dots$ 。并且在相移不太大时, 谐波振幅很小, 如 $\Gamma = 0.2$ 时, $\omega + 3\Omega$ 谐波比基频振幅小 61dB; 即使 $\Gamma = 0.8$, $\omega + 3\Omega$ 的谐波振幅也比基频 $\omega - \Omega$ 的振幅小 36.5dB。

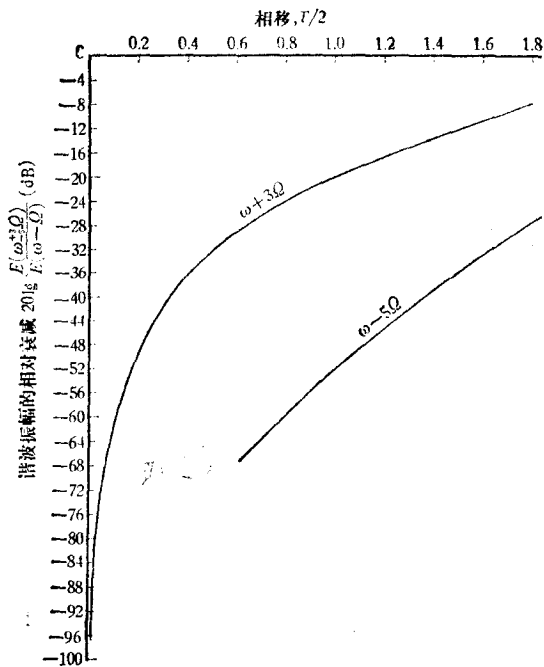


图 2 在不同相移时, 谐波振幅相对于基频振幅的衰减分贝数

电光频移的转换效率定义为

$$\eta = \frac{I_3(\omega - \Omega)}{I_0(\omega)},$$

其中 $I_3(\omega - \Omega)$ 是经布鲁斯特角偏振片 V 反射输出的频移光功率密度; $I_0(\omega)$ 是入射光功率密度, $I_0(\omega) = E_0^2$ 。从 (2) 式可得

$$\eta = \frac{4R_3 T_3 (J_0 J_1 + J_1 J_2 - \dots)}{1 + GR_3 J_0^2 - 2\sqrt{R_3 G} J_0^2 \sin\left(\phi_0 - \frac{\pi}{4}\right)}$$

表 1 输出光频谱振幅的相对值计算

C_{mK}	K	J_0	J_1	J_2	J_3	J_4	J_5	J_6	J_7	J_8	J_9	J_{10}
J_0	0	+										
J_1	1		+									
J_2	2			+								
J_3	3				+							
J_4	4					+						
J_5	5						+					
J_6	6							+				
J_7	7								+			
J_8	8									+		
J_9	9										+	
J_{10}	10											+

其中 Σ 表示按直线①取 m, K ;
 ① = ①, ②, ③, …,
 $|C_{mK}| = 1, C_{mK}$ 的正负号如表中所示。

显然,如果控制程长,使 $\sin\left(\phi_0 - \frac{\pi}{4}\right) = 1$,可以得到最大的转换效率.在图 3 给出四种相移 Γ 的转换效率与放大器增益 $g_0 l_0$ 的关系曲线.在曲线下面还标出了不同 Γ 值的谐波 $\omega + 3\Omega$ 所占的比例.从图 3 可见,即使 $\Gamma = 0.8$,谐波的功率密度仅为基频的万分之一,而转换效率可以超过 50%.

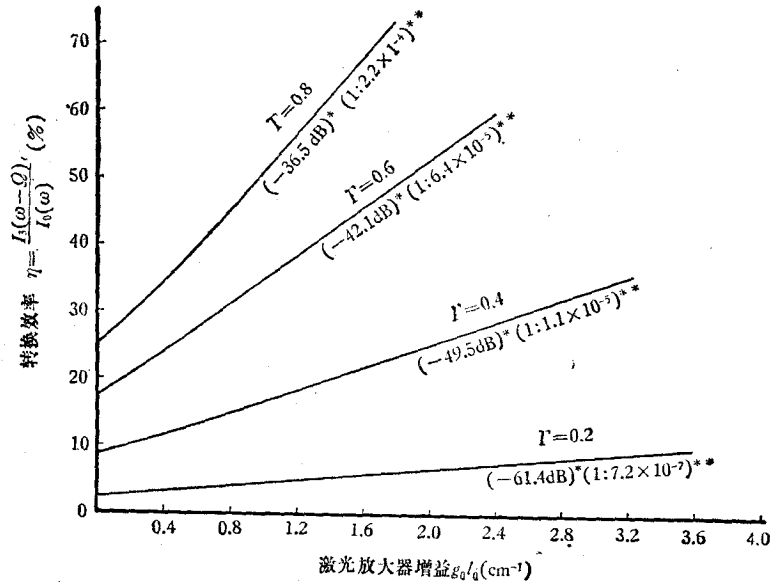


图 3 在不同相移情况下,转换效率与激光放大器增益的关系

* 为三次谐波 ($\omega + 3\Omega$) 比基频 ($\omega - \Omega$) 振幅小的分贝数; ** 为相应的功率比

三、实 验

为了检验电光频移的实际效果,我们进行了简单的拍频实验.实验装置如图 4 所示.连续波 CO_2 激光输出功率大约 8W. M_1 是 Ge 片,安装时使 β 角略小于布鲁斯特角. GaAs 电光晶体 A 的取向 $x = [001]$, $y = [110]$, $z = [\bar{1}10]$, 单块尺寸是 $50 \times 12 \times 5 \text{ mm}^3$,我们将两块晶体串联使用,以增大相移.晶体宽度比高度大 2.4 倍,以防止上下电极之间高电压爬电击穿.电极宽度 6mm. F 是费涅耳棱镜,由 GaAs 单晶做成,通光面镀增透膜,单程 x 偏振与 y 偏振相移 $\lambda/8$,光束往返通过时,它起 $\lambda/4$ 波片作用. M_2, M_3 是凹面镀金全反射镜,曲率半径 2m,用来会聚光束. P 是 Ge 布鲁斯特角检偏器.调制信号的频率是 20MHz.把反射镜 M_2 放在离调制晶体中心 1.9m 的位置,对应着 $1/8$ 调制信号波长. CO_2 激光器输出的 y 方向线偏振光,通过晶体 A 和费涅耳棱镜 F ,经 M_2 反射回来,再通过晶体 A 时,调制信号与激光第一次通过晶体时的调制信号相比,已经相移 90° (空间延迟).这样,用光束自准往复方法,使实验装置化简,只用一块晶体就能实现电光频移.频移光通过 Ge 片 M_1 反射输出.我们放置 M_1 与 xz 平面夹角 β 略小于布鲁斯特角,这样,从 M_1 反射输出的偏振光,不仅有 x 方向的分量 (x 方向偏振分量的频谱,从 (2)

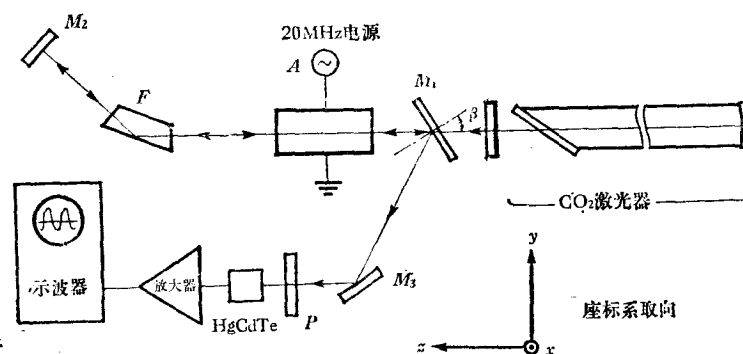


图4 电光频移实验装置

M_1 为 Ge 片; A 为 GaAs 电光晶体, 其取向为 x [001], y [110], z [110];
 M_2, M_3 为凹面镀金反射镜; F 为费涅耳透镜; P 为布鲁斯特角 Ge 片检偏器

式可见, 为 $\omega - 2Q, \omega + 3Q, \omega - 5Q, \dots$), 同时还有一定量的 y 方向分量(频谱为 $\omega, \omega + 2Q, \omega - 2Q, \omega + 4Q, \omega - 4Q, \dots$), 所以可以用拍频方法来检验频移光的频率成分。

实验 1 用检偏器 P 检验输出光的 x 方向偏振分量。检出的信号用液氮致冷的碲镉汞 (HgCdTe) 接收器接收, 经宽带放大器 (带宽 $\sim 30\text{MHz}$) 放大, 输入到 SBM-10 示波器 (带宽 30MHz) 显示。发现当调制电压较低时 ($\sim 50\text{V}$), 无拍频信号; 当调制电压较高时 ($\sim 600\text{V}$), 有微弱的 20MHz 波形, 峰值高度 $\sim 6\text{mm}$ ($\times 0.5\text{V/mm}$ 档)。

实验 2 用检偏器 P 检验输出的 y 方向偏振分量。检出的信号通过接收器、放大器在示波器上显示。发现当调制电压较低时 ($\sim 50\text{V}$), 无拍频信号; 当调制电压较高时 ($\sim 600\text{V}$), 有 $2-3\text{mm}$ 的峰值高度的 20MHz 信号。

实验 3 将检偏器手控绕光束转动, 发现检偏器在“检出 x 偏振”方向至“检出 y 偏振”方向的连续转动过程中, 示波器显示的拍频信号幅度, 经历了从无到有, 从小到大, 再逐渐变小, 循环一周。检偏器从“检出 x 偏振”方向 (或从“检出 y 偏振”方向) 绕光束转动 45° , 得到最大的拍频幅度。当调制电压较低时 ($\sim 50\text{V}$), 拍频信号的峰值高度 10mm ($\times 0.5\text{V/mm}$ 档); 当调制电压较高时 ($\sim 600\text{V}$), 信号峰值高度 25mm ($\times 1\text{V/mm}$ 档)。

在实验 1 和 2 中, 用较低的调制电压未发现拍的信号是容易理解的。因为在 x (或 y) 方向的分量, 所产生的拍频仅有 $2Q, 4Q, \dots$ 等高频, 它们都是二级以上的小量, 并且放大器和示波器均不能响应。至于在较高的调制电压下发现的微弱的 20MHz 信号, 可能是因调制器损耗发热, 产生热致双折射, 出现微弱的振幅调制。

在实验 3 中检偏器从“检出 x (或 y) 偏振”方向绕光束转动 45° , 得到最大的拍频信号, 这是因为处在这样位置的检偏器, 既允许 x 方向的偏振分量部分透过, 又允许 y 偏振分量部分透过, 二者产生拍频, 拍频谱为 $Q, 2Q, 3Q, \dots$, 在幅度上, $2Q$ 以上各项都比 Q 项小两个量级以上, 并且都不能进入放大器和示波器。只有 Q 项以明显的幅度显示在示波器上。

以上实验表明输出光发生了明显的电光频移。

四、结 语

电光调制稳定性较好,可调频带较宽,是比较成熟的调制技术^[7-9]。但是用电光调制调谐激光频率,以往的方法^[1-4](如旋转电场电光频移、正交位相电光频移)存在转换效率低,谐波成分大等问题。本文提出用线偏振光通过电光调制器和再生循环放大器,在不增大谐波分量的条件下可能大大提高转换效率,使电光频移具有了应用的可能性。

以往的电光频移均用圆偏振光入射和圆偏振光出射^[1-4]。实际上是模拟旋转的位相延迟片,在彭加勒(Poincare)偏振态球面上是在平行于赤道面上旋转^[11]。可是,气体激光器容易获得的是线偏振光,而不是圆偏振光。要获得圆偏振光必须通过双折射光学元件(如 $\lambda/4$ 波片,费涅耳棱镜等)。对于出射光(包含着频移光和非频移光^[1-4]),为了把频移光分离出来,需要再次将圆偏振光变成线偏振光,所以至少需要两片双折射元件。本文提出以线偏振光入射和线偏振光出射的电光频移原理,在彭加勒偏振态球面上,调制光的偏振态是在垂直于赤道面的平面上转动。实际上简化了电光频移装置,只需一片 $\lambda/4$ 波片就可达到同样的目的。特别是为了检验线偏振光通过只含一片 $\lambda/4$ 波片的频移装置产生的频移效果,在实验中(图4)用光束的自准往复和调制信号的空间延迟(位相延迟 90°),使实验装置进一步简化,只用一块电光晶体就可达到目的,并用简单的拍频方法,对频移光的频率成分做了检验。

连续波输出的频率可调谐的 $10.6\mu\text{m}$ 带和 $9.6\mu\text{m}$ 带的近百条谱线的 CO_2 激光器,在激光通讯、激光雷达、激光同位素分离、光频标与光频测量、激光化学以及远红外激光泵浦等方面都有广阔的应用前景。

参 考 文 献

- [1] C. F. Buhner, D. H. Baird and E. M. Conwell, *Appl. Phys. Lett.*, **1** (1962), 46.
- [2] C. F. Buhner, V. J. Fowler and L. R. Bloom, *Proc. I. R. E.*, **50** (1962), 1827.
- [3] C. F. Buhner, L. R. Bloom and D. H. Baird, *Appl. Opt.*, **2** (1963), 839.
- [4] L. R. Bloom and C. F. Buhner, *Proc. IEEE.*, **51** (1963), 610.
- [5] C. K. N. Patel and E. D. Shaw, *Phys. Rev.*, **B3** (1971), 1279.
- [6] I. M. Beterov, V. P. Chebotayev and A. S. Provorov, *IEEE J. Qu. El.*, **QE-10** (1974), 245.
- [7] Chen Fang-shang, *Proc. IEEE.*, **58** (1970), 1440.
- [8] Huang Cheng-chung, Pao Yoh-han, P. C. Claspy and F. W. Phelps J. R., *IEEE J. Qu. El.*, **QE-10** (1974), 186.
- [9] E. Bonek, G. Schiffner, R. Pisecker and F. Kohl, *IEEE J. Qu. El.*, **QE-10** (1974), 128.
- [10] J. P. Campbell and W. H. Steier, *IEEE J. Qu. El.*, **QE-7** (1971), 451.
- [11] W. A. Shureliff, "Polarized Light" Oxford University Press (1962).
- [12] R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Am.*, **38** (1948), 671.
- [13] J. P. Kominow, *Appl. Opt.*, **4** (1965), 123.
- [14] J. E. Kiefer, T. A. Nussmeier and F. E. Goodwin, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-8** (1972), 173.
- [15] Z. Bay, G. G. Luther and J. A. White, *Phys. Rev. Lett.*, **29** (1972), 189.

ELECTRO-OPTIC FREQUENCY SHIFT OF 10.6 μm CO_2 LASER LINE

FU EN-SHENG WANG YU-MIN

CHENG ZHAO-GU DO AI-RONG

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

ABSTRACT

This paper presents a scheme for electro-optic frequency shifting. In this scheme linearly polarized light of output from CO_2 laser passes through a electro-optic modulator and retroaction-cycle laser amplifier, under the condition of no increased harmonic components exist, the conversion efficiency of the shifting can be raised greatly. This work suggests that electro-optic frequency shifting possesses potentiality of wide application. In the experiments on checking the effect of the frequency shifting, the experimental device is simplified by auto-collimating round-trip of the light beam and space delaying the modulated signal. The frequency components of the frequency shifted light is analysed by using simple method of frequency beating.