

用互相关法测定锁模 Ar⁺ 激光脉冲的形状与宽度

关信安 袁树忠 吕福云

(南开大学现代光学研究所)

提要: 使宽度约为 5ps 的锁模染料光脉冲与锁模 Ar⁺ 光脉冲在 KDP 晶片内互相关, 可以确定 514.5 nm 与 488.0 nm Ar⁺ 光脉冲宽度约为 210 ps, 形状为高斯型。

Measurement of shape and width of mode-locked Ar⁺ laser pulses by cross-correlation method

Guan Xinan, Yuan Shuzhong, Lü Fuyun

(Modern Optics Institute, Nankai University)

Abstract: Cross-correlating the mode-locked dye laser pulses and mode-locked Ar⁺ laser pulses in a KDP crystal plate, we determined that the pulse width of mode-locked Ar⁺ laser at 514.5 nm (or 488.0 nm) is about 210 ps and the pulse shape is of Gaussian type.

我们曾用低温下的 SHG 法得到了 514.5 nm 锁模 Ar⁺ 激光脉冲的形状与宽度的信息^[1], 但此法存在以下弱点: 1. 所测到的是光脉冲的自相关函数而非光脉冲形状本身, 因此在用拟合法确定其形状之前, 需假定光脉冲是对称的^[2], 这样就使结果的可靠性变差; 2. 不能用来测定 488.0 nm 锁模 Ar⁺ 激光脉冲的宽度, 因为对 488.0 nm 而言, 无论是 ADP 还是 KDP, 均不能通过降温来实现 SHG 相位匹配^[3]; 3. 所用的降温及控温装置较复杂。采用互相关法来测量可以克服这些弱点。

一、测量原理

设光脉冲 $I_1(t)$ 与光脉冲 $I_2(t)$ 是相关

的, 它们的 FWHM 分别为 τ_1 与 τ_2 , 当 $\tau_2 \ll \tau_1$ 时, $I_1(t)$ 与 $I_2(t)$ 的互相关函数可表示为:

$$\begin{aligned} G(\tau) &\propto \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) \cdot I_2(t-\tau) dt \\ &\approx \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(\tau) I_2(t-\tau) dt \\ &= I_1(\tau) \int_{-\infty}^{+\infty} I_2(t-\tau) dt \\ &= I_1(\tau) \times \text{Constant} \propto I_1(t) \quad (1) \end{aligned}$$

即互相关函数反映了 I_1 随 t 变化的规律。在同步泵浦染料激光器中, 514.5 nm (或 488.0 nm) 光泵脉冲 $I_1(t)$ 与染料脉冲 $I_2(t)$ 显然是相关的, 而且 τ_1 为 10^{-10} s 数量级, τ_2 为 10^{-12} s 数量级, 满足 $\tau_2 \ll \tau_1$ 。因此测出 Ar⁺ 激光脉冲与染料激光脉冲的 $G(\tau)$, 按(1)式

收稿日期: 1985年1月2日。

它就相当于 $I_1(t)$ 本身。

设 $I_1(t)$ 、 $I_2(t)$ 的频率分别为 ω_1 和 ω_2 ，令它们在 KDP(或 ADP) 内通过参量相互作用混频，转换为高频率 ω_3 的辐射 $I_3(t)$ ，测出 $I_3(t)$ 的平均值与 τ 的关系便得到 $I_1(t)$ 与 $I_2(t)$ 的互相关函数。

二、测量装置及调整要点

所用的测量装置见方框图 1。

其中 $I_1(t)$ 与 $I_2(t)$ 均从自制的 NGH-1B 型同步泵浦染料激光器取出，经相对延迟后由透镜 5 会聚于 KDP 晶片内，以非共线方式实现混频上转换 ($0+0 \rightarrow e$)，如图 2 所示。其中的 λ_3 、 ϕ_1 、 ϕ_2 、 ϕ'_1 、 ϕ'_2 可由下面的公式计算出来，计算结果见表 1。

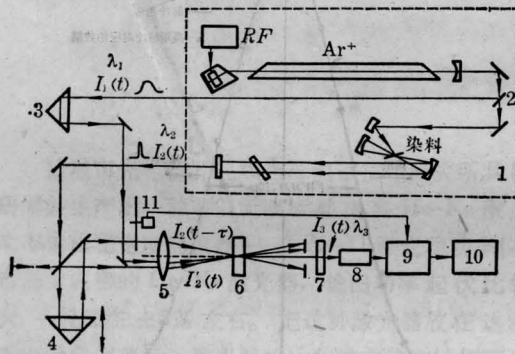


图 1 测量装置方框图

1—NGH-1B 型同步泵浦染料激光器；2—分束器；3—补偿棱镜；4—可动棱镜；5—会聚透镜；6—KDP 晶片；7—滤光片；8—光电倍增器；9—锁相放大器；10—记录仪；11—斩波器

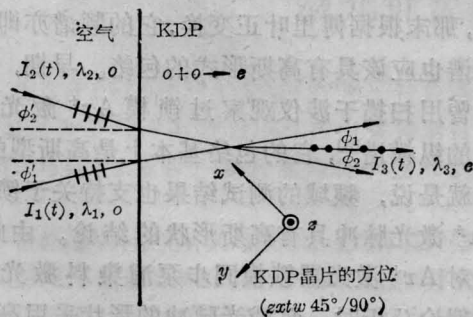


图 2

表 1

λ_1 (nm)	λ_2 (nm)	λ_3 (nm)	ϕ_1	ϕ_2	ϕ'_1	ϕ'_2
514.5	580.0	272.65	4°18'	4°48'	6°31'	7°15'
	595.0	275.92	4°36'	5°24'	6°58'	8°10'
	610.0	279.10	4°54'	5°51'	7°25'	8°51'
488.0	580.0	265.02	3°	3°30'	4°32'	5°18'
	595.0	268.11	3°30'	4°42'	5°18'	6°39'
	610.0	271.11	4°	4°57'	6°4'	7°29'

$$\lambda_3 = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \quad (2)$$

$$\cos \phi_1 = \frac{\lambda_1 \lambda_3}{2n_1^0 n_3^e} \left[\left(\frac{n_3^e}{\lambda_3} \right)^2 + \left(\frac{n_1^0}{\lambda_1} \right)^2 - \left(\frac{n_2^0}{\lambda_2} \right)^2 \right] \quad (3)$$

$$\cos \phi_2 = \frac{\lambda_2 \lambda_3}{2n_2^0 n_3^e} \left[\left(\frac{n_3^e}{\lambda_3} \right)^2 + \left(\frac{n_2^0}{\lambda_2} \right)^2 - \left(\frac{n_1^0}{\lambda_1} \right)^2 \right] \quad (4)$$

$$\sin \phi'_1 = n_1^0 \sin \phi_1 \quad (5)$$

$$\sin \phi'_2 = n_2^0 \sin \phi_2 \quad (6)$$

(n_1^0 、 n_2^0 、 n_3^e 的计算可参阅文献 [4] 的经验公式)

为使通过会聚透镜 5 后， $I_1(t)$ 与 $I_2(t)$ 射向 KDP 晶片的角度为 ϕ'_1 和 ϕ'_2 ， $I_1(t)$ 和 $I_2(t-\tau)$ 必须与透镜 5 的光轴在同一平面内，而且它们与光轴的距离 a 和 b 应分别为

$$a = f \cdot \text{tg} \phi'_1, \quad b = f \cdot \text{tg} \phi'_2$$

(图 3)。因此可通过调整距离 a 和 b 来满足位相匹配条件，具体办法是用一圆形辅助调整片，其直径与透镜 5 一样，因此可以认为光轴是通过其圆心。在离圆心两侧 a 和 b 处各打一个 $\phi = 1 \text{mm}$ 的孔 A、B，在实验时将此圆片紧贴在透镜左侧并使之与透镜同心，调整

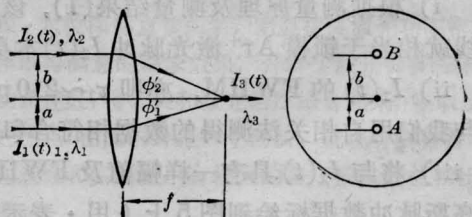


图 3

$I_1(t)$ 与 $I_2(t+\tau)$ 使之分别从孔A和B中穿过,然后取开辅助片,再微调一下 $I_1(t)$ 、 $I_2(t+\tau)$ 的位置便很容易捕捉到混频上转换现象。

尽管 $I_1(t)$ 与 $I_2(t)$ 是相关的,但它们毕竟来自两个光源,经历的光程是不同的,这是与自相关不同的地方。为保证在可动棱镜4行程范围内, $I_2(t-\tau)$ 能扫过整个 $I_1(t)$ 的轮廓,设置了一个补偿棱镜3。它的位置应这样去调整:将快速光电二极管置于透镜5右侧两光束会聚点上,并用取样示波器观察 $I_1(t)$ 与 $I_2(t-\tau)$,当可动棱镜4置于其行程中央时,调整补偿棱镜3的位置,直到示波器上 $I_1(t)$ 与 $I_2(t-\tau)$ 的波形重合为止。把握这一点是非常重要的,否则即使 ϕ_1' 、 ϕ_2' 调对了,但因 $I_1(t)$ 与 $I_2(t-\tau)$ 完全不重合,实验一开始就不可能捕捉到上转换现象。

因所用的滤光片7的透光波段为 $(276.5 \pm 5)\text{nm}$ 和 $(268.5 \pm 5)\text{nm}$ 。为使 λ_3 落在此范围内,据表1列的结果,应将 λ_2 调谐到 595.0nm 。

三、测量结果及分析

(1) 用同一套装置测量了 $I_2(t)$ 的自相关曲线,如图4所示,计算得到 $\tau_2 \sim 5\text{ps}$,满足 $\tau_2 \ll \tau_1$ 的要求。

(2) 在 Ar^+ 激光器已处于锁模完全的状态下^[1],用本方法测到的 $I_3(t)$ 的平均值与 τ 的关系如图5所示,其中 \circ 代表测得的数据及其摆动范围(噪声),实线则是按这些数据点而画出的包络线。

i) 根据测量原理及测量结果(1),该包络线就相当于锁模 Ar^+ 激光脉冲 $I_1(t)$ 本身;

ii) $I_1(t)$ 的FWHM,亦即 $\tau_1 \sim 210\text{ps}$,这与我们用自相关法测得的数据相符合^[1]。

iii) 将与 $I_1(t)$ 具有一样幅值及FWHM的高斯脉冲数据标绘到图5上(用 \cdot 表示),发现 $I_1(t)$ 除了后沿有少许偏离外,基本上具

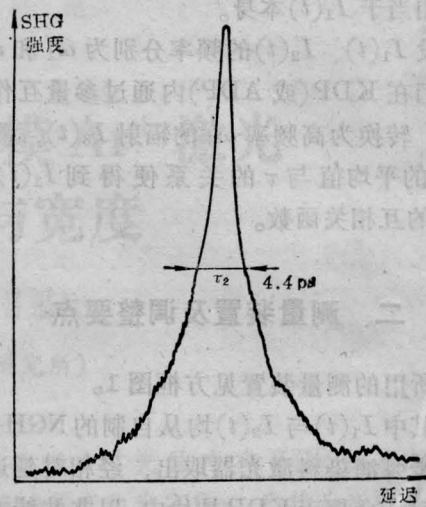


图 4

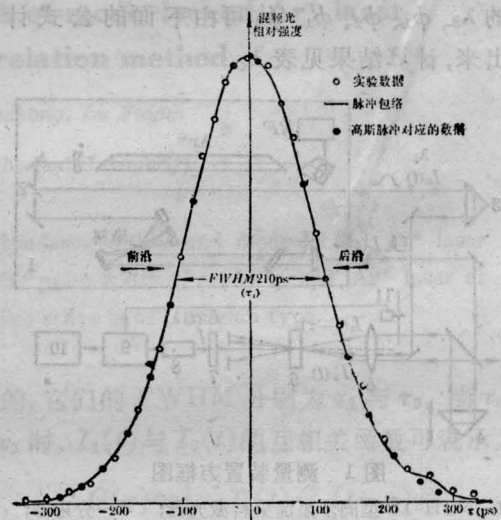


图 5

有 Gaussian 脉冲的形状,这与我们在^[1]中得到的结论也相符合。如果 $I_1(t)$ 具有 Gaussian 脉冲的形状,那末根据傅里叶正变换,它的频谱亦即纵模谱也应该具有 Gaussian 形式的包络。早期,我们曾用扫描干涉仪观察过锁模 Ar^+ 激光脉冲的纵模谱^[5],它的包络基本上是高斯型的。这就是说,频域的测试结果也支持关于锁模 Ar^+ 激光脉冲具有 Gaussian 形状的结论。由此,在对 Ar^+ 激光器锁模同步泵浦染料激光器作理论分析时,泵浦光脉冲的形状采用 Gaussian 型最为适宜。(下转第103页)

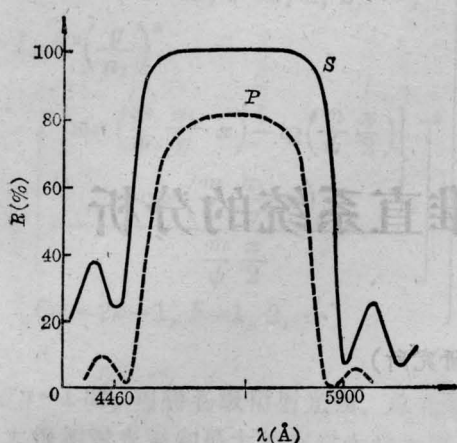


图9 45°角入射的反射谱

测得 S 分量(光线电矢量垂直入射面)的反射曲线和 P 分量(光线电矢量在入射面)的反射曲线。测量每条曲线仅用二分钟,斜入射比正入射复盖区增宽, S 分量较 P 分量增高均与理论上符合,实验结果还与镀膜要求符合。

我们还进行了衰减全反射谱测定^[1]及介质波导模式色散性质测定^[2]证实本装置作为光学测量仪器是方便而有效的。

参 考 文 献

- [1] 待发表。
- [2] 李瑞镛等;《光学学报》,1984,4, No. 1, 6.

(上接第98页)

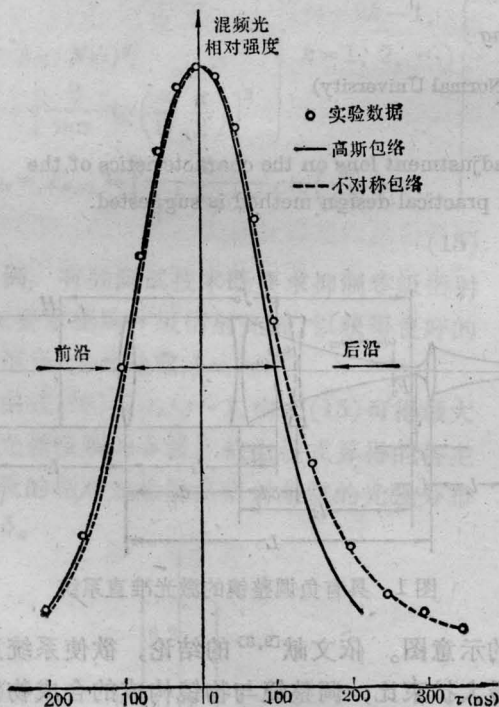


图 6

冲的形状的变化,可首先使锁模 Ar^+ 激光器处于轻度的失谐状态(例如将腔长调偏约 $200 \mu m$),然后重调染料激光器腔长与之匹配,以保证 $\tau_2 \ll \tau_1$ 。此时用互相关法测得的 $I_1(t)$ 如图6所示,其中 \circ 为测得的数据及摆动范围,虚线是根据这些数据画出的包络,实线是完全锁模时应具有的高斯型包络。很明显,锁模不完全的 Ar^+ 激光脉冲的前沿与后沿是不对称的,而且前沿基本上没有变化但后沿下降变得比较缓慢,由此 τ_2 从 $210 ps$ 增至 $230 ps$ 。这一结果说明,互相关法对脉冲的非对称性是非常敏感的,这也是它比自相关法优越的地方。

参 考 文 献

- [1] 关信安等;《中国激光》,1985,12, No. 5, 308.
- [2] A. W. Smith; *Appl. Phys. Lett.*, 1970, 17, No. 8, 340.
- [3] R. K. Jain; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, QE-9, No. 8, 859.
- [4] J.E. Midwintres *et al.*; *BJAP*, 1965, No. 8, 1135.
- [5] 袁树忠等;《激光》,1981,8, No. 1, 35.

(3) 为观察不完全锁模的 Ar^+ 激光脉