

1.3 微米波长 InGaAsP 激光器产生的 亚微微秒光脉冲的干涉自相关测量

贾 刚 孙 伟 衣 茂 斌 高 鼎 三

(吉林大学电子科学系, 长春)

1989年9月22日收到

建立了用步进电机扫描的干涉自相关仪。测量了用 1.3 微米波长 InGaAsP 激光器产生的 0.45ps 的光脉冲。根据干涉自相关函数判定该脉冲是没有调制偏移的双曲正割型光脉冲。

主题词 干涉自相关函数, InP/InGaAsP 激光器, 超短光脉冲, 调制偏移

一、引言

测量半导体激光器产生的 1.3 微米波长的超短光脉冲通常使用强度自相关系统^[1]。通过强度自相关函数的测量, 可以间接测量超短光脉冲的宽度。然而, 由于强度自相关系统扫描速度较快, 二次谐波信号中的快相关项被平均为零, 所以快相关项中所包含的位相或频率信息完全损失掉, 强度自相关系统的测量结果不能给出任何有关位相或频率的信息。如果光学相关系统的光学元件精度很高, 扫描速率足够低, 二次谐波信号中的快相关项能够被探测, 这就构成干涉自相关系统。过去的干涉自相关系统或者用气体压力扫描^[2], 或者用压电陶瓷扫描^[3]。而我们用教学用的迈克尔逊干涉仪, 用步进电机扫描, 首次获得了 1.3 微米波长 InGaAsP 激光器产生的超短光脉冲的干涉自相关函数。

二、测量原理

我们研制的干涉自相关装置如图 1 所示。属于共线有背景的干涉自相关测量系统。利用迈克尔逊干涉仪使入射的光脉冲在分束器处等分为两束, 然后分别经反射镜反射后再次共轴传播。调节可动镜的位置, 可以使两束光有相对时间延迟, 连续改变可动镜的位置, 可以实现一个脉冲列对另一个脉冲列的扫描。

为了便于说明, 假设时刻 t 经固定镜反射到达非线性晶体所在平面的光电场为 $E(t)$, 经可动镜反射到达该平面的经过时间延迟 τ 的光电场为 $E(t - \tau)$ 。用复数形式可以表示为

$$E(t) = A(t)e^{i[\omega t + \phi(t)]} \quad (1)$$

$$E(t - \tau) = A(t - \tau)e^{i[\omega(t - \tau) + \phi(t - \tau)]} \quad (2)$$

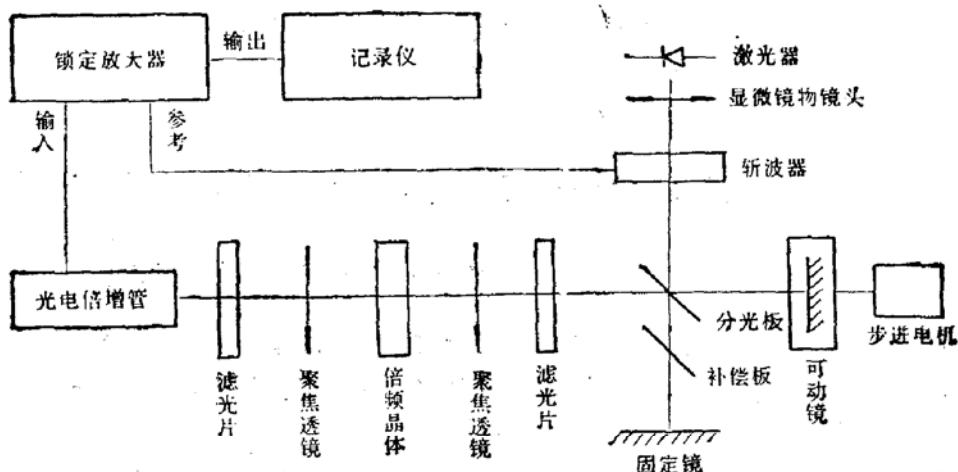


图1 干涉自相关装置示意图

其中 ω 为光波频率, $\phi(t)$ 表示光脉冲的位相变化, $A(t)$ 表示光脉冲电场的包络。这里满足条件 $|dA(t)/dt| < \omega$, $|d\phi(t)/dt| < \omega$, $A(t)$ 可以定义为包络。到达非线性晶体所在平面的两个光脉冲列重新结合, 电场则为它们的和

$$E^\omega(t, \tau) = E(t) + iE(t - \tau) \quad (3)$$

根据非线性光学中二次谐波产生原理可知, 当满足位相匹配条件时, 入射到非线性晶体上频率为 ω 的光可以有效地转换为频率为 2ω 的光。所以称这里用的非线性晶体为倍频晶体。出射的倍频光的电场强度与入射的基频光的电场强度的平方成正比,

$$E^{2\omega}(t, \tau) = d[E^\omega(t, \tau)]^2 \quad (4)$$

其中 d 是与倍频晶体有关的常数。当然, 电场强度是矢量, 非线性系数是张量, 这里已经简化处理, 为的是使结果明了, 对结果没有影响。这里使用的探测器相对光脉冲是慢探测器, 所以探测到的信号是积分的结果。探测器的响应时间对于光脉冲宽度可以看作无穷大, 所以测得的二次谐波信号为

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{D}{2} [E^{2\omega}(t, \tau)] [E^{2\omega}(t, \tau)]^* dt \quad (5)$$

其中 D 是与探测器有关的常数。利用(1)、(2)、(3)、(4)式, 经过运算(5)式变为

$$\begin{aligned} I(\tau) = & \frac{D}{2} d^2 \int_{-\infty}^{\infty} \{ A^4(t) + A^4(t - \tau) + 4A^2(t)A^2(t - \tau) \\ & + 4[A^2(t) + A^2(t - \tau)]A(t)A(t - \tau) \cos[\omega\tau + \phi(t) - \phi(t - \tau)] \\ & + 2A^2(t)A^2(t - \tau) \cos 2[\omega\tau + \phi(t) - \phi(t - \tau)] \} dt \end{aligned} \quad (6)$$

通常为了方便, 引入归一化的二阶干涉自相关函数 $g(\tau)$,

$$g(\tau) = \frac{I(\tau)}{\frac{D}{2} d^2 \cdot 2 \int_{-\infty}^{\infty} A^4(t) dt} \quad (7)$$

即

$$g(\tau) = 1 + 2G(\tau) + F(\tau) \quad (8)$$

其中

$$G(\tau) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} A^2(t)A^2(t-\tau)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} A^4(t)dt} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t-\tau)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} I^4(t)dt} \quad (9)$$

$$F(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \{2[A^2(t) + A^2(t-\tau)]A(t)A(t-\tau)\cos[\omega\tau + \phi(t) - \phi(t-\tau)] \\ + A^2(t)A^2(t-\tau)\cos 2[\omega\tau + \phi(t) - \phi(t-\tau)]\} dt / \int_{-\infty}^{\infty} A^4(t)dt \quad (10)$$

从(8)式可以看出, 这里归一化是指 $g(\tau)$ 归一化到背景值, 即 $g(\infty) = 1$ 。同时从(9)式可以看出, 强度自相关函数 $G(\tau)$ 也是归一化的, 是指 $G(\tau)$ 的峰值归一化, 即

$$G(0) = 1.$$

由于(8)式中最后一项 $F(\tau)$ 是快相关项, 它随 τ 变化很快, 因为它依赖 $\omega\tau, 2\omega\tau$, 所以 τ 有一个小的变化, 就能使它平均为零。如果干涉光束波阵面不是足够平, 这项也很容易被平均为零。所以这项反映出来的信号一般的扫描相关系统不容易观测到。通常观测到的是前两项的和

$$s(\tau) = 1 + 2G(\tau) \quad (11)$$

$s(\tau)$ 可以称为有背景的强度自相关函数, 并且也是归一化的, 归一化到背景值, 即 $s(\infty) = 1$ 。 $s(\tau)$ 也可以简称强度自相关函数。 $s(\tau)$ 曲线峰值与背景之比, 即对比度, 为 3:1,

$$\frac{s(0)}{s(\infty)} = \frac{3}{1} \quad (12)$$

如果光学元件精度很高, 扫描速率足够低, 快相关项 $F(\tau)$ 可以被探测, 可以测得干涉自相关函数 $g(\tau)$ 。 $g(\tau)$ 曲线峰值与背景之比, 即对比度, 为 8:1,

$$\frac{g(0)}{g(\infty)} = \frac{8}{1} \quad (13)$$

为了更明显地看出干涉自相关函数 $g(\tau)$ 和强度自相关函数 $s(\tau)$ 的差别, 下面以具有线性调制相移的高斯脉冲为例, 进行具体比较。该脉冲的电场可表示为

$$E(t) = Ae^{-\frac{t^2}{2T^2}} e^{i(\omega t + \frac{\alpha t^2}{T^2})} \quad (14)$$

其中 A 是脉冲电场的峰值, T 是与脉冲宽度有关的常数, α 是表示线性调制相移的常数。将(14)式代入(8)式可得

$$g(\tau) = 1 + 2e^{-\frac{\tau^2}{2T^2}} + 4e^{-\frac{(3+4\alpha^2)\tau^2}{8T^2}} \cos(\omega\tau) \cos\left(\frac{\alpha\tau^2}{2T^2}\right) \\ + e^{-\frac{(1+4\alpha^2)\tau^2}{2T^2}} \cos(2\omega\tau) \quad (15)$$

和

$$s(\tau) = 1 + 2e^{-\frac{\tau^2}{2T^2}} \quad (16)$$

由(16)式可见, $s(\tau)$ 中不含 α , 即无论脉冲是否有调制偏移, $s(\tau)$ 都是相同的, 损失了位相或频率信息。而由(15)式可见, $g(\tau)$ 中含有 α , 即脉冲所具有的调制偏移在 $g(\tau)$ 中反映出来, $g(\tau)$ 包含位相或频率信息。对于有调制偏移的脉冲, 由 $\cos(\omega\tau) = \cos(2\omega\tau) = 1$ 给出的 $g(\tau)$ 为

$$1 + 2e^{-\frac{\tau^2}{2T^2}} + 4e^{-\frac{(3+4a^4)\tau^4}{8T^4}} \cos\left(\frac{a\tau^2}{2T^2}\right) + e^{-\frac{(1+4a^4)\tau^4}{2T^2}} \quad (17)$$

对应干涉极大值。 $\tau = 0$ 时 $g(\tau)$ 为 8, 以后每隔一个光学周期出现一个极大值, 构成上包络。由 $\cos(\omega\tau) = -\cos(2\omega\tau) = -1$ 给出的 $g(\tau)$ 为

$$1 + 2e^{-\frac{\tau^2}{2T^2}} - 4e^{-\frac{(3+4a^4)\tau^4}{8T^4}} \cos\left(\frac{a\tau^2}{2T^2}\right) + e^{-\frac{(1+4a^4)\tau^4}{2T^2}} \quad (18)$$

对应干涉极小值。 τ 由零增加或减少半个光学周期以后, 出现接近于零的极小值, 以后每隔一个光学周期出现一个极小值, 构成下包络。当延迟时间超过脉冲的相干时间以后, 上下包络汇合并且与强度自相关曲线一致。如果脉冲没有调制偏移, 即 $a = 0$, 则 $g(\tau)$ 的上下包络分别为

$$1 + 3e^{-\frac{\tau^2}{2T^2}} + 4e^{-\frac{3\tau^4}{8T^4}} \quad (19)$$

和

$$1 + 3e^{-\frac{\tau^2}{2T^2}} - 4e^{-\frac{3\tau^4}{8T^4}} \quad (20)$$

可见脉冲是否具有调制偏移, $g(\tau)$ 的包络明显地反映出来。对于半宽度 0.5ps 的光脉冲, 当 $a = 0, 0.5, 1$ 时计算出的 $g(\tau)$ 的包络如图 2 所示。由图 2 可以明显地看出 a 不同 $g(\tau)$ 的包络也不同。显示出 $g(\tau)$ 曲线包含位相或频率信息。

三、测量装置

我们研制的干涉自相关函数测量系统是共线有背景的二次谐波产生的自相关干涉仪装置。装置的方框图如图 1 所示。1.3 微米波长的半导体激光束, 经过显微镜头准直后进入改进的教学用的迈克尔逊干涉仪。中间进行斩波是为了用锁定放大器测量电信号。经过分束比 $\frac{1}{2} : \frac{1}{2}$ 的分束板脉冲列被分为两束。一束反射到干涉仪的可变延迟的一臂, 这

一臂的可动镜由步进电机驱动, 经可动镜反射后, 再经过分束板透射输出。为了保证快干涉相关项能被测量, 可动镜移动步长至少要小于波长的十分之一。每两步之间的时间间隔要足够长, 以便锁定放大器能够准确地测得信号。另一束透射后经过补偿板到达固定臂的反射镜, 经固定镜反射后, 返回分束板, 被反射输出。两束超短光脉冲列重新会合后共轴传播。为了保证两束光的波面的平整, 两个反射镜的平整度优于五十分之一波长。会合后的光束经过滤除 650 纳米波长光的滤光片, 滤掉半导体激光器产生的自倍频光, 然后经过透镜聚焦到倍频晶体上。倍频晶体为碘酸锂晶体, 匹配角为 24 度到 25 度之间。为

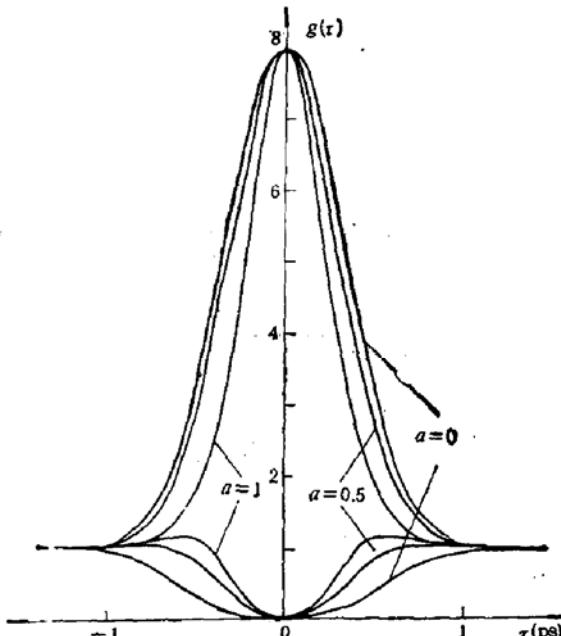


图 2 对于半宽度 0.5ps 的光脉冲, 当 $a = 0, 0.5, 1$ 时 $g(\tau)$ 包络的理论曲线

为了防止潮解，倍频晶体密封在干燥器中加以保护。经过倍频晶体后的光，再用透镜汇聚，用滤除 1.3 微米波长光的滤光片滤掉基频光。最后由光电倍增管接收二次谐波信号，用锁定放大器检测光电信号，输出后用记录仪记录下干涉相关函数 $g(\tau)$ 的曲线。整个系统事先用氦氖激光调整好光路。用氦氖激光调整好光路后，由于该系统有良好的光学屏蔽，可以在亮的环境下调整到最佳状态。所以该系统有较高的灵敏度和分辨率。

四、测量结果

我们用自制的干涉自相关仪测量了 1.3 微米波长 InGaAsP 激光器产生的亚微微秒的超短光脉冲。在光延迟接近于零的情况下，首先在迈克尔逊干涉仪的输出端用变象管直接观察，看到光斑有周期性的明显的明暗变化，周期与光学周期一致。然后在干涉自相关仪的输出端进行测量，测得的曲线如图 3 所示。图 3 清楚地表明干涉极大和极小的变化周期与光学周期一致。1.3 微米波长 InGaAsP 激光器产生的亚微微秒光脉冲簇，用强度自相关系统和干涉自相关系统测得的结果的中间部分如图 4 和图 5 所示。图 4 中的圆

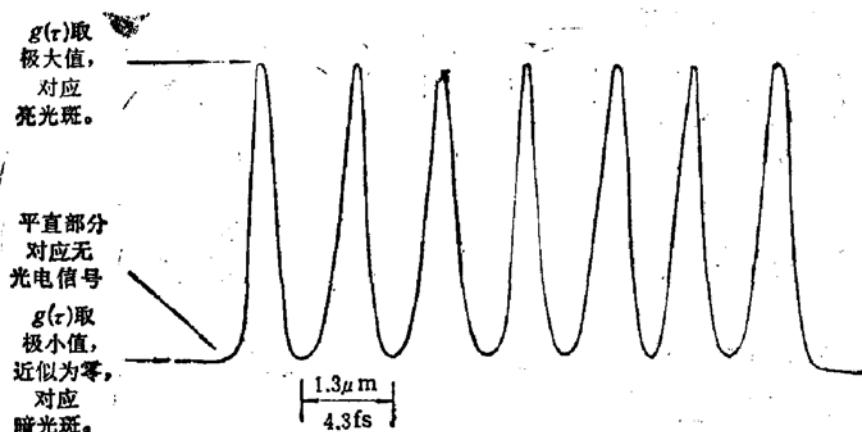


图 3 干涉自相关函数零延迟附近部分的实验曲线

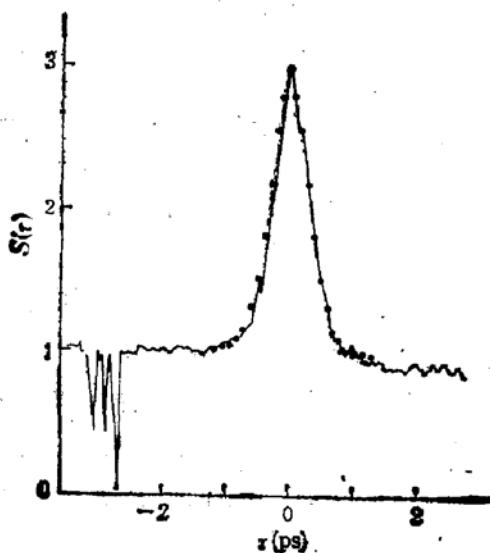


图 4 强度自相关函数

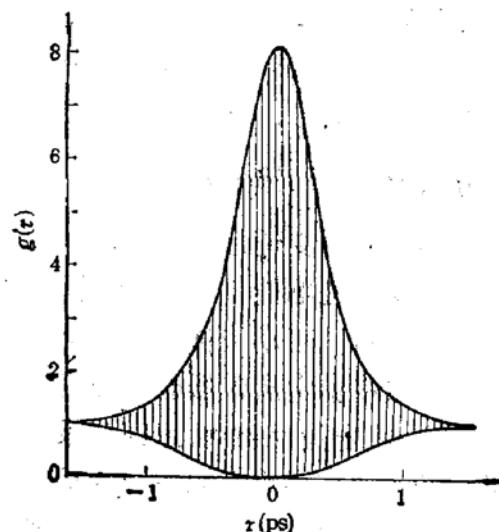


图 5 干涉自相关函数

点是按双曲正割型光脉冲计算出的强度自相关函数值。图 5 中的轮廓线是按没有调制偏移的双曲正割型光脉冲计算出的干涉自相关函数的上下包络。根据强度自相关函数曲线拟合的结果可知, 光脉冲的包络为双曲正割型, 半宽度为 0.45 微微秒。据我们所知, 这是目前用半导体激光器产生的最短的光脉冲。关于此超短光脉冲的产生我们将另外报道。根据干涉自相关函数曲线拟合的结果, 可以判定是没有调制偏移的双曲正割型光脉冲。关于这一结论, 只有根据干涉自相关函数才能得到, 从强度自相关函数得不出这方面的结论, 因为它不包含任何位相信息。

五、结语

我们建立了利用步进电机扫描的干涉自相关系统, 成功地测量了目前用 InGaAsP 激光器产生的最短的光脉冲。经过曲线拟合, 断定这一光脉冲是脉宽为 0.45ps 的没有调制偏移的双曲正割型光脉冲。

参 考 文 献

- [1] N. Onodera, H. Ito and H. Inaba, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 568 (1985).
- [2] J. -C. Diels, E. W. Van Stryland and D. Gold, *Picosecond phenomena*, eds. C. V. Shank, S. L. Shapiro and E. P. Ippen, 117, Springer-Verlag (1978)
- [3] T. Kurobori, Y. Cho and Y. Matruo, *Optics Commun.*, **40**, 156 (1981).

Interferometric Autocorrelation Measurements of Subpicosecond Optical Pulses from 1.3 μ m Wavelength InGaAsP Diode Laser

Jia Gang, Sun Wei, Yi Maobin and Gao Dingsan

(Department of Electronic Science, Jilin University, Changchun)

Abstract

An interferometric autocorrelator scanning with step electric motor has been set up. Optical pulses with 0.45 ps FWHM from a 1.3 μ m wavelength InGaAsP diode laser have been measured. According to the interferometric autocorrelation results, the pulses are unchirped hyperbolic secant pulses.

Key words Interferometric autocorrelation, InGaAsP diode laser, Ultrashort optical pulse, Chirp