

四、结 束 语

堵塞效应的发现晚于沟道效应, 1965年 Lindhard 等作了理论上的阐述。目前堵塞效应在晶体结构分析上的应用还比不上X射线的分析, 数据积累也还较少。但这是探索晶体结构信息的一门新技术, 是利用核技术研究固体的一个重要方面。随着科学技术的发展和人们认识的深入, 一定会使这方面的工作完善起来, 并得到广泛的应用。

参 考 文 献

[1] D. S. Gemmell, *Rev. Mod. Phys.*, **46**(1974), 129.

- [2] R. S. Nelson, *The Philosophical Magazine*, **15** (1967), 845.
[3] C. S. Barrett, *Channeling*, Edited by D. V. Morgan, John Wiley & Sons, (1973), p. 331.
[4] C. S. Barrett, et al., *J. Appl. Phys.*, **39**(1968), 4695.
[5] C. S. Barrett, *Adv. X-ray analysis*, **12**(1969), 72.
[6] C. S. Barrett, *Adv. X-ray analysis*, **14**(1971), 1.
[7] C. S. Barrett, *Nature Wissenschaften*, **57**(1970), 287.
[8] R. E. Holland and D. S. Gemmell, *Physical Review*, **173**(1968), 173.
[9] C. S. Newton, et al., *Nucl. Instr. Meth.*, **132**(1976), 213.
[10] Б. Г. Ахмедова, Ю. М. Плец, А. Ф. Тульнов *ЖЭТФ*, **56** (1969), 813.

超 短 光 脉 冲

张 兵 临

(郑州大学物理系)

超短光脉冲通常是指脉冲宽度处于亚毫微秒和微微秒范围的光脉冲。目前超短光脉冲的获得主要采用锁模技术。自从1964年 Hargrove 等人首先利用声波损耗调制对氦氖激光器实现主动锁模之后, 1965年 Mocker 等人又利用饱和吸收体对固体激光器实现了被动锁模, 从而开始了对超短光脉冲的大量理论和实验研究。尤其是 Dienes, Shank 等人于1972年实现了连续染料激光器的被动锁模, 以及1974年同步泵浦染料激光器问世以来^[1], 使我们能够获得波长可调, 稳定而可靠的超短光脉冲, 脉冲宽度短到0.6微微秒, 脉冲重复率可以从200兆赫到1赫兹^[2,3]。目前最短脉宽已达0.2微微秒。光脉冲的峰值功率密度可达 10^{17} — 10^{18} 瓦/厘米²^[4]。超短光脉冲技术的发展开拓了一个新的广阔的激光应用领域。无论是在非线性光学以及瞬态物理、化学、生物过程的基础研究方面, 还是在精密光学、光通讯、激光受控热核聚变以及探索X射线激光等方面, 超短光脉冲技术将

占居十分重要的地位。下面简要介绍超短光脉冲的产生、测量以及在基础科学研究方面的若干应用。

一、锁 模 原 理

为了便于了解锁模概念, 我们还是首先给出一个激光器的简图(图1)。激光器通常是由激光增益介质及两反射镜构成的光学谐振腔组

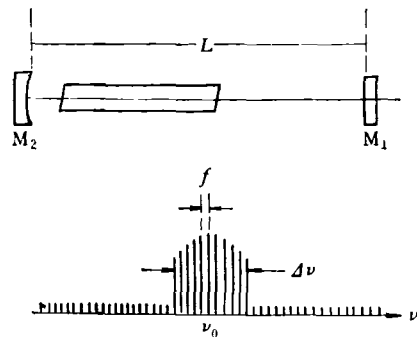


图1 激光器简图

成。众所周知,激光器输出的激光,其所包含的频率并非增益介质增益线宽内的所有频率,而仅包含由谐振腔所决定的一组特征共振频率,每一个特征共振频率我们就称之为一个纵模(这里仅限于讨论纵模)。激光器的输出一般包含有若干个纵模,而两纵模的频率间隔为

$$f = \frac{c}{2L},$$

这里 c 是光速, L 是谐振腔长度(腔内单程路程)。由于色散效应的存在,一般激光器的输出各纵模间距 f 并不相同,而且各纵模位相互不相关,这些纵模叠加结果仍然是无规则振动。因此,一般激光器输出的激光是这些纵模光强的无规则叠加。

如果采取某种措施,使得激光器输出的各纵模具有确定的位相关系,而且各纵模间距保持相等,这些纵模的叠加结果将形成等间距的脉冲宽度极窄、峰值功率极高的超短激光脉冲。这种措施称为“锁模”。这种激光器称为锁模激光器。

假定激光器有 N 个纵模。如果采取措施使得各纵模间位相相关,为了简化问题,可假定它们具有相同初位相,且均为零,各纵模间距保持相等。我们对这 N 个纵模进行叠加。

令 A_0 表示各纵模的振幅, ω_0 为中心纵模的圆频率,纵模间距以圆频率表示, $\omega = 2\pi f$, 第 n 个纵模的圆频率为 $(\omega_0 + n\omega)$ 。第 n 个纵模的振动可表示为

$$A_0 e^{i(\omega_0 + n\omega)t}.$$

将 N 个纵模叠加,得

$$A(t) = \sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} A_0 e^{i(\omega_0 + n\omega)t}.$$

叠加之后的光强为

$$I(t) = A(t) \cdot A^*(t) = A_0^2 \frac{\sin^2(N\omega t/2)^{[4]}}{\sin^2(\omega t/2)}.$$

当 $t = \frac{2k\pi}{\omega}$, 光强取极大值(其中 $k = 0, 1, 2, 3, \dots$)。光强的极大值为

$$I(t) = N^2 A_0^2.$$

极大值的周期为 $T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f} = \frac{2L}{c}$ 。由此

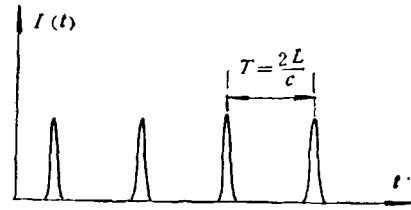


图2 锁模脉冲列

可见,在满足各纵模位相相关、纵模间距相等这两个锁模基本条件下,各纵模叠加结果就会形成光强极大值为 $N^2 A_0^2$ (是未锁模时光强的 N 倍),周期为 $2L/c$ 的一系列超短激光脉冲,见图2所示。

每一个光脉冲的最小脉冲宽度 Δt 受激光增益介质增益线宽的限制。根据测不准关系,有 $\Delta\nu \times \Delta t \geq P$, 其中 $\Delta\nu$ 为激光介质增益线宽, P 为某一常量,根据脉冲形状而定,一般取值在 0.315—0.8 之间^[5]。显然,要想获得较短的光脉冲宽度,要求激光介质有较大的增益线宽。例如,对于氦氖激光器, $\Delta\nu$ 约为 1.5×10^9 赫兹,所能获得的最小脉冲宽度约为 600 微微秒;对于红宝石激光器, $\Delta\nu$ 约为 3.3×10^{11} 赫兹,相应脉宽为 3 微微秒;对于氩离子激光泵浦的若丹明 6G 连续染料激光器, $\Delta\nu$ 约为 10^{13} 赫兹,相应脉宽小于 1 个微微秒。

二、锁模技术

目前,实现锁模的方法有主动锁模、被动锁模、主动加被动锁模、同步泵浦等多种。现就主动锁模、被动锁模、同步泵浦作一简述。

1. 主动锁模技术

图3(a)是主动锁模装置的示意图。基本

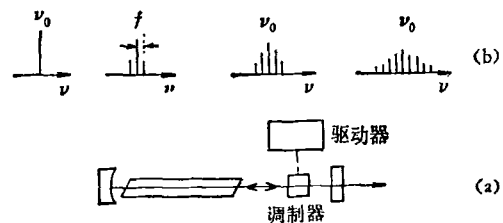


图3 主动锁模示意图

结构是在激光谐振腔内插入一个调制器, 这个调制器可以是声光调制器, 也可以是电光调制器。对振幅(或位相)进行调制, 调制结果使得各纵模满足锁模条件而实现锁模。由于这种调制是由外部驱动而独立于激光器, 所以称为主动锁模。现就振幅调制来讨论。

设首先建立振荡的增益线宽中的中心纵模电矢量为

$$A_0 \cos 2\pi\nu_0 t,$$

其中 A_0 为振幅, ν_0 为增益线宽中的中心频率 [见图 3(b)], 假定调制器的调制频率为 $f =$

$\frac{c}{2L}$ 。那么, 经过调制后的电矢量为

$$A(t) = A_0(1 + M \cos 2\pi f t) \cos 2\pi\nu_0 t,$$

其中 M 为调制深度。将上式展开, 得

$$A(t) = A_0 \cos 2\pi\nu_0 t + \frac{M}{2} A_0 \cos 2\pi(\nu_0 - f)t + \frac{M}{2} A_0 \cos 2\pi(\nu_0 + f)t.$$

由上式不难看出, 当调制频率为 $c/2L$, 对振幅调制的结果, 使得中心纵模的振荡不仅包含有中心频率 ν_0 , 而且还包含有两个具有相同初位相的边频 ν_{0-}, ν_{0+} , 它们分别为

$$\nu_{0-} = \nu_0 - f = \nu_0 - \frac{c}{2L},$$

$$\nu_{0+} = \nu_0 + f = \nu_0 + \frac{c}{2L}.$$

由这两个边频激发起来的新的纵模自然也与中心纵模同位相, 且纵模间距均等于 $c/2L$, [见图 3(b) 所示]。这个过程继续下去, 就使得在增益线宽中所建立的振荡纵模都具有了相同初位相和相等的纵模间距, 即实现了“锁模”。

2. 被动锁模技术

图 4(a) 是被动锁模装置的示意图。基本结构是在谐振腔内放入可饱和吸收体, 一般是饱和吸收染料溶液, 它随激光器不同而异, 如红宝石激光器被动锁模通常选用隐花菁染料溶液, 氩离子激光泵浦若丹明 6G 染料激光器被动锁模一般采用 DODCI, 这种锁模方法主要是借助于饱和吸收体的非线性吸收特性, 而无需

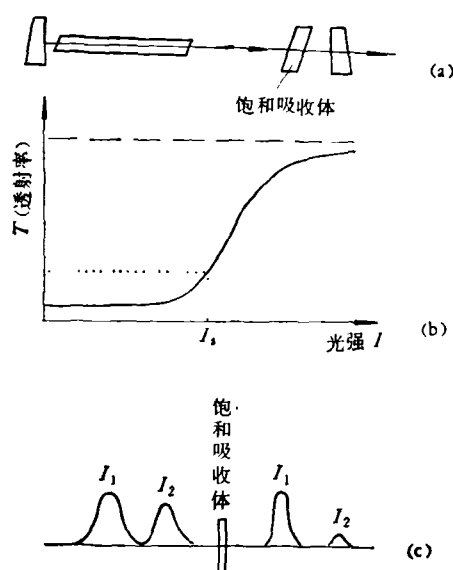


图 4 被动锁模示意图

任何外加的主动调制, 故称之为被动锁模。在讨论这种锁模方法之前, 首先需要了解饱和吸收体的吸收特性, 如图 4(b) 所示。饱和吸收体通常以二能级系统考虑。设饱和吸收体处于基态的粒子数为 N_1 , 激发态的粒子数为 N_2 , 吸收是与基态粒子数 N_1 成正比。当入射光强很弱时, 由于基态粒子数改变很少, 因此吸收不依赖于光强而呈线性吸收, 相当于图 4(b) 中曲线的水平部分。随着入射光强的增加, 使得饱和吸收体中大量基态粒子被激发到激发态, 而占居基态的粒子数大为减少。于是饱和吸收体对光的吸收随光强增加而减少, 即吸收呈非线性。对应于图 4(b) 曲线的弯曲部分, 当吸收系数减少到线性吸收系数一半时的光强定义为饱和光强, 在图中以 I_s 表示。随着光强的进一步增加, 吸收体完全饱和, 呈无吸收透明状, 称为饱和吸收体被漂白, 对应于图 4(b) 中趋于水平部分。

利用饱和吸收体的被动锁模, 通常以自发辐射噪音到超短脉冲形成的三个阶段进行解释^[4]。第一阶段表现为激光器的自发辐射噪音, 该阶段为饱和吸收体的线性吸收阶段。第二阶段为饱和吸收体的非线性吸收阶段, 存在着对自发辐射噪音中的光强峰值强度起伏的选择。即在线性阶段由于自发辐射的强度起伏建立的

最大峰值优先地漂白饱和吸收体,而极快地增大强度;其他大量的小的起伏峰,由于光强较弱将受到饱和吸收体的吸收而有效地被抑制。例如,在线性阶段形成的两个起伏峰的强度为 $I_1 > I_2$, 经过非线性吸收阶段,二者悬殊大为增加,即 $I_1 \gg I_2$, 如图 4(c) 所示。这意味着强度起伏的最高峰得到选择,其他低峰被抑制。脉冲演变的最后一个阶段,饱和吸收体完全饱和,增益介质呈非线性放大,使激光脉冲急剧增高,且由于饱和吸收体的快速弛豫,使脉冲宽度进一步变窄,从而实现了高峰值强度的超短激光脉冲输出。图 5 给出了一个氩离子激光泵浦连续染料激光器的被动锁模装置示意图。其中 M_1, M_2, M_3, M_4 为反射镜, L 为透镜, P 为调谐棱镜。

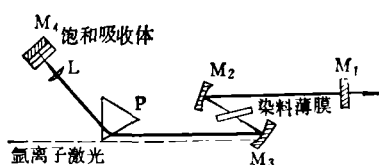


图 5 氩离子激光泵浦连续染料被动锁模激光器

3. 同步泵浦锁模激光器

图 6 示出了它的结构简图^[7]。这是一台锁模氩离子激光同步泵浦连续染料锁模激光器。采用声光调制锁模氩离子激光器作为泵浦源。同步泵浦的条件是染料激光的纵模间距等于氩离子激光器锁模频率的整数倍。这就要求染料激光器腔长与氩离子激光器腔长很好匹配。一

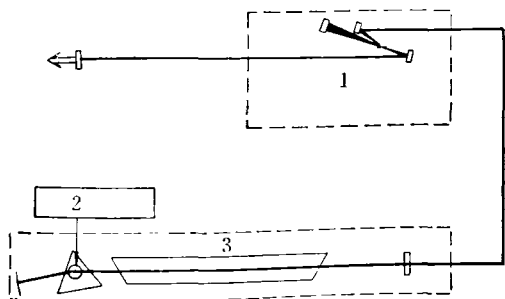


图 6 同步泵浦锁模染料激光器
1. 染料激光器; 2. 声光调制驱动; 3. 声光锁模氩离子激光器

物理

般配置染料激光器腔长等于氩离子激光器腔长,这样,保证每次在染料激光腔内的循环脉冲到达染料薄膜时,正好有一个氩离子激光脉冲对染料薄膜进行泵浦。由于染料分子的受激截面大约是 10^{-16} 厘米², 比一般气体激光器中的受激截面要大 1000 倍。因此,当染料激光脉冲通过染料薄膜时,由于受激辐射,大量染料分子立即去激励,而使之增益迅速下降到阈值之下。于是染料激光仅仅几个微微秒的时间便迅速自行关闭,形成微微秒脉宽的光脉冲。

如果采用腔倒空输出,既可以输出单个光脉冲,又可以输出重复率可调的超短激光脉冲列,而且还可大大提高输出功率。

同步泵浦连续染料激光器与被动锁模连续染料激光器相比,具有较宽的调谐范围。而且,一旦最佳化,在几个小时之内无需调节都可发射出可靠而稳定的超短激光脉冲。但是为了满足同步泵浦条件,要求氩离子激光锁模频率和激光器腔长具有极高的稳定性,有较大的技术难度。锁模氩离子激光同步泵浦若丹明 6G 连续染料激光器已获得脉宽 0.6 微微秒,峰值功率 1 千瓦,在 5625—6045 埃范围波长可调的超短光脉冲^[3]。被动锁模连续染料激光器可获得最窄的脉宽,且装置简单,但稳定性差。因此,目前又发展了主动加被动锁模技术。

三、超短光脉冲的脉宽测量

超短光脉冲的出现,使得原来采用雪崩光电管快速探测系统已不能适应。相继出现了二次谐波相关测量技术、双光子荧光法、条纹照相机等一系列脉宽测量技术。条纹照相机自 1965 年提出至今已作了不少改进,分辨率可达 0.1 微微秒^[8],已成为一种重要测量手段,但价格昂贵。目前多采用二次谐波相关测量技术和双光子荧光法。

1. 二次谐波相关测量技术

图 7 是该测量装置简图。基本构造是一个改造了的迈克尔逊干涉仪。其中一个臂固定,

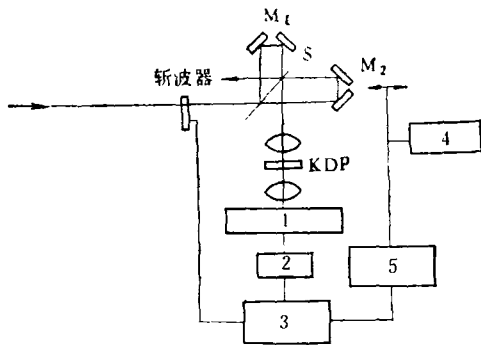


图7 二次谐波相关测量装置

1. 单色仪; 2. 光电倍增管; 3. 锁相放大器;
4. 驱动器; 5. X-Y 记录仪

一个臂可在步进马达驱动下移动，从而造成两臂间光程差。当一束光脉冲进入干涉仪时，在分束器上分为两束。一束进入镜组 M_1 ，一束进入镜组 M_2 ，而后返回相遇，进入非线性晶体 KDP 中，在大相位匹配条件下，这两束光在非线性晶体中产生二次谐波。经单色仪滤去原光束，使二次谐波进入光电倍增管，而后通过 X-Y 记录仪记录下二次谐波强度。

当两个光束程差为零时，二次谐波强度最大。移动干涉仪动臂，随着两个光束相对延迟时间的增加，二次谐波强度变小。由此可产生一个二次谐波强度与两个光束相对延迟时间有关的函数，该相关函数形状可由此装置测量得到。理论计算^[9]和实验测定表明，相关函数和光脉冲形状具有类似形状，如图 8 所示。从图 8 可看出光脉冲宽度 $\Delta t = 2t_F$ 和相关函数半最

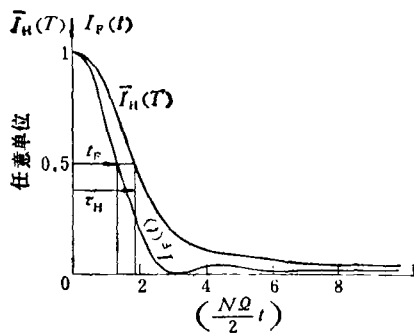


图8 相关函数与光脉冲形状比较

- $I_H(T)$ ——相关函数; $I_F(t)$ ——脉冲形状; τ_H ——相关函数半宽; t_F ——脉冲半宽; N ——纵模数; T ——延迟时间; Q ——脉冲重复率

大宽度 $\Delta t = 2\tau_H$ 间有一定差别，一般可写为 $\Delta t = \gamma \Delta \tau$ ，对于不同形状光脉冲， γ 取不同值，如高斯型脉冲 $\gamma = 0.707$ ，显然测出 $\Delta \tau$ 便可定出脉冲宽度 Δt 来。

2. 双光子荧光法

双光子荧光法，首先是由 Giordmaine 等人于 1967 年提出的^[10]。图 9 是双光子荧光法的示意图。某些材料吸收两个光子后才能发出一个更短波长的荧光光子。这种荧光叫双光子荧光。双光子荧光强度与入射光强度平方成正比。

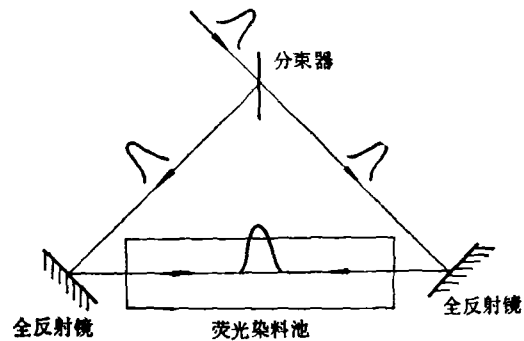


图9 双光子荧光法装置示意图

用双光子荧光测定脉宽的基本方法是，首先将待测光脉冲通过分束器分为强度相等的两束光。而后由两个全反射镜反射，使这两束光在双光子荧光染料池中共轴反向前进。在两个光束重叠处荧光染料形成较强的双光子荧光。用照相机拍摄下双光子荧光踪迹，而后用黑度计分析出荧光踪迹宽度 ΔL ，则可根据公式 $\Delta t = \frac{n \Delta L}{\alpha c}$ 算出光脉冲宽度 Δt ，其中 n 是染料溶液的折射率， c 是光速， α 是依脉冲形状而定的常数。

四、超短激光脉冲在基础研究中的应用

微微秒、亚微微秒激光脉冲为瞬态过程的研究提供了极其有用的工具。人们已经开始将它应用到物理、化学、生物等基础科学的研究

中。

1. 微微秒高分辨率双光子光谱

据报道, Eckstein 等人采用同步泵浦染料激光器建立了无多普勒双光子光谱实验装置^[11], 图 10 为其示意图。使用一台声光调制锁模氩离子激光同步泵浦若丹明 6G 染料激光器, 染料激光平均功率 50 毫瓦, 移去全部标准具可获得脉宽为 1 微微秒。染料激光脉冲通过一个隔离器聚焦到盛有样品的玻璃盒内, 由终端反射镜 M_4 反回的光束也聚焦到样品内同一点。终端反射镜 M_4 到焦点距离等于染料激光器腔长, 以保证每一个入射光脉冲与由镜 M_4 反回的反向光脉冲在焦点处相遇。染料激光波长由扫描光谱仪监视。双光子荧光由光电倍增管探测。将染料激光调谐到使其频率等于所研究的跃迁频率的一半。样品同时吸收两个反向运动的光子而消除掉多普勒效应的影响, 跃迁到相应激发态。当它自该激发态辐射跃迁返回初态时, 发出可探测的荧光。在改变激光波长的同时, 探测荧光便可用于研究样品的精细结构。对钠原子 $3s-4d$ 跃迁进行了研究, 确定了钠 $4d$ 的精细结构。

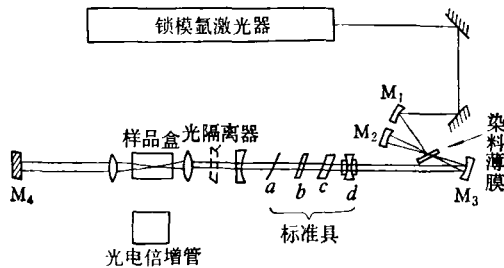


图 10 微微秒双光子光谱实验装置简图

2. 分子的非辐射弛豫的研究

一些特殊分子的非辐射弛豫可以借助于超短激光脉冲的激励-探测技术进行研究。

只要将图 7 的二次谐波相关测量装置稍加改变, 用待研究的样品取代图 7 中的 KDP 晶体, 更换分束器, 使之产生两束强度不同的光, 强光束作为激励光束, 弱光束作为探测光束, 就构成了激励-探测装置, 如图 11 所示。利用激

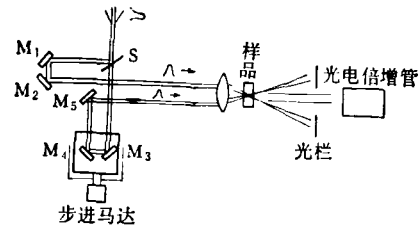


图 11 激励-探测装置简图

励-探测技术已对分子的辐射弛豫过程进行了研究。这种分子具有不平常的荧光特性, 当它被激励到最低的激发单态 (S_1), 几乎不产生荧光, 主要表现为非辐射弛豫。但被激励到较高激发态 (S_n) 便可产生可探测的荧光。于是, 我们可首先用适当波长的激励光束将其激发到 (S_1) 态, 假如在分子停留在 (S_1) 态时间内, 用探测光束去激励它, 它就可被激发到较高的激发态 (S_n), 同时可以产生荧光。若分子已经由于非辐射弛豫离开了 (S_1) 态, 那么用第二个光脉冲(探测脉冲)就不足以激励它到较高激发态 (S_n), 于是无荧光呈现。测量出荧光与两光束间延迟时间的关系, 即可判断 (S_1) 态非辐射弛豫时间。此外, 利用激励-探测技术还可研究多原子分子的振动弛豫过程以及晶体中“色心”形成、“声子”的弛豫过程等等^[12]。

3. 多光子过程的研究

多光子过程的效率和入射光强度的 n 次方成正比。 n 是参加这过程的光子数。为了提高这个过程的效率, 显然应该有足够高的光强。为使光强提高而又不致于使样品过热或烧毁, 高峰功率的微微秒光脉冲是非常合适的。利用微微秒光脉冲可以研究多光子过程是直接激励还是分步激励, 以及研究过程的弛豫时间等。

4. 微微秒连续光产生及其机制的研究

当~高峰功率微微秒光脉冲(峰值强度 10^{13} 瓦/厘米²) 射入某些液体和固体时, 产生一个猝发性连续光谱辐射, 仍为微微秒光脉冲。对于这种辐射的机制, Penzkofer 和 Kaiser 提出了四光子相互作用的理论解释^[13]。微微秒连

续光可作为微微秒吸收光谱的光源而被实际应用^[14]。

5. 半导体材料性质的研究

用超短光脉冲照射锗、硅、硫化镉、砷化镓等几种半导体材料表面，发现有类金属的光学性质。利用超短光脉冲还可测量半导体的本征迁移率。

此外，还可用于化学中光离解、电子的溶剂化、笼子效应等研究。在生物学中，用于光合作用、视觉过程以及 DNA 的研究等。

对超短光脉冲技术虽已开展了大量理论和实验工作，锁模激光器已有商品，但是理论和实验技术都还在迅速发展，并将不断开拓出新的应用领域，非线性相干共振现象的研究很可能成为使超短光脉冲向更窄脉宽进军的一条途径。

参 考 文 献

- [1] A. Dines, *Opto-Electronics*, **6**(1974), 99.
- [2] G. R. Fleming, G. S. Beddard, *Optics and Laser Technology*, **10-5** (1978), 257.
- [3] R. K. Jain and C. P. Ausschnitt, *Optics Letters*, **2**(1978), 117.
- [4] D. Von der Linde, *Laser Applications to Optics and Spectroscopy*, (1975), 351.
- [5] D. Von der Linde, *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**(1972), 328.
- [6] J. A. Fleck, *Phys. Rev. B*, **1**(1970), 84.
- [7] Spectra-physics, *Laser Review*, **4-2** (1977).
- [8] Bradley and W. Sibbett, *IEEE J. Quantum Electron.*, **11-9** (1975), 25D.
- [9] H. P. Weber, *J. Appl. Phys.*, **38**(1967), 2231.
- [10] J. A. Giordmaine, P. M. Rentzepis, S. L. Shapiro and K. W. Wecht, *Appl. Phys. Lett.*, **11**(1967), 216.
- [11] J. N. Eckstein, A. I. Ferguson and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 847.
- [12] A. Lauberean, D. von der Linde and W. Kaiser, *Phys. Rev. Lett.*, **27**(1971), 802.
- [13] A. Penzkofer, W. Kaiser, *Optics and Quantum Electronics*, **9**(1977), 315.
- [14] Phaedon Avouris and P. M. Rentzepis, *Laser Spectroscopy*, **I** (1977), 1.

(上接 57 页)

作 OPG 行不行? 设要求的增益为 10^{12} , 按(24)和(25)式, 得到

$$\begin{aligned} G &= e^{2\Gamma_0 l} = 10^{12}, \\ \Gamma_0 &= 6 \ln 10 = 13.8 \text{ cm}^{-1}, \\ S_p &= \frac{\Gamma_0^2}{\pi K} = 12.5 \text{ GW/cm}^2. \end{aligned} \quad (32)$$

由此可见, 必须用微微秒脉冲来泵浦才行。

参 考 文 献

- [1] J. A. Giordmaine, R. C. Miller, *Phys. Rev. Lett.*, **14**(1965), 973.
- [2] 初桂荫、陈代远, *激光*, **5-5-6** (1978), 31.
- [3] 杨天龙, *激光*, **6-2** (1979), 37.
- [4] R. G. Smith, *Laser Handbook*, Vol. 1, Chap. C8, Ed. by F. T. Arecchi, E. O. Schulz-Dubois, (1972).
- [5] R. L. Byer, *Quantum Electronics*, Vol. I, Part B, Chap. 9, Ed. by H. Rabin, C. L. Tang, (1975).
- [6] R. G. Smith, *J. Appl. Phys.*, **41**(1970), 4121.
- [7] F. Zernike, J. E. Midwinter, *Applied Nonlinear Optics*, (1973).
- [8] S. K. Kurtz, *Quantum Electronics*, Vol. I, Part A, Chap. 3, Ed. by H. Rabin, C. L. Tang, (1975).
- [9] A. Yariv, *Introduction to Optical Electronics*, Chap. 8, (1971).
- [10] G. D. Boyd, D. A. Kleinman, *J. Appl. Phys.*, **39** (1968), 3597.
- [11] J. E. Pearson, U. Gamel, A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-8**(1972), 433.
- [12] R. L. Byer, S. E. Harris, *Phys. Rev.*, **168**(1968), 1064.
- [13] J. M. Yarborough, G. A. Massey, *Appl. Phys. Lett.*, **18**(1971), 438.
- [14] W. L. Smith, J. H. Bechtel, N. Bloembergen, *Phys. Rev. B*, **12**(1975), 706.
- [15] D. H. Auston, D. J. Bradley et al., *Ultrashort Light Pulses, Picosecond Techniques and Applications*, Topics in Applied Physics, Vol. 18, Ed. by S. L. Shapiro, (1977).
- [16] A. J. Campillo, C. L. Tang, *Appl. Phys. Lett.*, **19**(1971), 36.
- [17] G. Nath, S. Haussuhl, *Appl. Phys. Lett.*, **14**(1969), 154.