

激光腔外的脉冲压缩

翟华金 李宝其

(武汉大学物理系, 武汉 430072)

综述激光谐振腔外脉冲压缩技术的基本原理和实验进展, 指出国内深入开展此项研究的前提和关键是研制合适的国产光源, 最后介绍此技术的现实的和潜在的应用.

压缩光脉冲时域宽度, 正如提高光脉冲峰值功率一样, 是多少年来人们梦寐以求的事情. 激光的诞生开创了脉冲压缩的新纪元: 1960 年第一台红宝石激光器, 其脉冲为 10^{-3} s 量级, 1961 年第一台调 Q 激光器将脉冲压缩到 10^{-8} s 量级, 1965 年锁模技术使脉宽降至 10^{-9} — 10^{-10} s, 1966 年利用饱和吸收体进行被动锁模获得当时无法进行有效探测的 ps 量级脉冲, 此后的同步泵浦染料激光和碰撞锁模技术已获得 fs 量级光脉冲. 上述压缩均在激光腔内实现.

随着激光脉冲宽度的不断压缩和对激光器内各种机制的深入理解, 影响脉宽进一步压缩的许多制约因素逐渐变得明显起来, 主要是高阶非线性效应难以在激光器内得到补偿以及激光器内各元件频带宽度的限制. 为此, 人们开辟了获得超短光脉冲的新途径——腔外脉冲压缩技术.

一、光脉冲在光纤中的传输

腔外压缩技术一开始就与光纤结下了不解之缘, 光纤波导的独特性质决定了它在脉冲压缩中无可争议的地位. 理论研究表明, 光脉冲在光纤中的传输可由下述方程进行有效描述:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad (1)$$

式中 A 为脉冲包络函数, T 为在以群速 v_g 运动的坐标系中的时间. 值得指出的是 (1) 式没有考虑高阶非线性效应, 当脉宽 < 100 fs 时, 需引入一些高阶修正项才能完整地描述. 下面分析 (1) 式所计及的主要效应:

右端第一项描述光纤的线性衰减, α 为衰减系数. 现代光纤技术已使光纤衰减降至很低 (例如 0.2dB/km), 且压缩过程中所用光纤较短 (几米至几百米), 故衰减项可以忽略. 忽略衰减项时, (1) 式通常称为非线性薛定谔 (NLS) 方程.

右端第二项描述光纤的群速色散 (GVD), $\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D$ (D 为通常的色散参数) 称为 GVD 参数. 所谓 GVD 是指不同波长 λ 的成分在光纤中传输群速 v_g 不一样的性质. 如图 1, 设 λ_0 为光纤零色散波长, 对一般石英光纤 $\lambda_0 = 1.3\mu\text{m}$, 当 $\lambda > \lambda_0$ 时高频成分传输速度高于低频成分; 当 $\lambda < \lambda_0$ 则相反. 现代光纤技术已能对光纤色散进行一些修正, 得到色散上移 ($\lambda_{0u} \sim 1.55\mu\text{m}$) 和色散下移 ($\lambda_{0d} \sim 1.27\mu\text{m}$) 光纤.

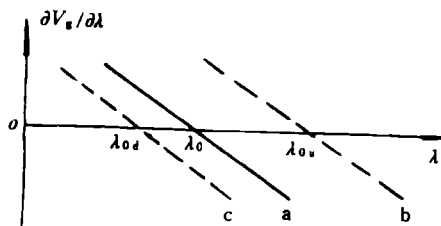


图 1 普通光纤 a 色散上移光纤 b 和下移光纤 c 的 GVD 特性

右端第三项描述光纤中一种非常重要的非线性光学效应: 自相位调制 (SPM), 非线性参数 $\gamma = n_2 \omega_0 / CA_{\text{eff}}$ (A_{eff} 为光纤有效截面). 由于光纤中的非线性 Kerr 效应 (即光纤折射率 n 随光强 I 而变化, $n = n_0 + n_2 I$, n_0 为线性折射率, n_2 为 Kerr 系数), 使光纤的折射率随光强 $I(t)$ 、

从而随时间 t 变化, 经长度 L 的光纤后, 将引起随时间变化的附加相位移动

$$\Delta\varphi(t) = \Delta n K L = n_2 I(t) K L. \quad (2)$$

此即 SPM 效应, 其中 $K = 2\pi/\lambda$ 为波数, λ 为真空波长. SPM 将引起随时间变化的附加频移

$$\Delta\omega(t) = -d[\Delta\varphi(t)]/dt = -n_2 K L dI(t)/dt, \quad (3)$$

使脉冲包络的不同部位具有不同的频率, 形成啁啾脉冲 (chirped pulse), 如图 2, 脉冲中部为正啁啾, 头部和尾部则表现为负啁啾.

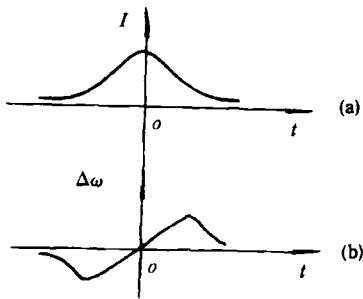


图 2 脉冲 (a) 及其啁啾 (b)

二、国外实验进展

80 年代, 可以说是腔外脉冲压缩技术的黄金时代, 日新月异的实验报道令人眼花缭乱. 择其要者, 可分类叙述如下:

1. 光纤-光栅对压缩

光栅对作为一种常用的、较理想的色散延迟线 (dispersion delay line) 是 Treacy 在 1969 年为克服被动锁模钕玻璃激光器输出的 ps 光脉冲的固有负啁啾而推出的. 如图 3, 入射角为 γ , 衍射角为 $(\gamma - \theta)$, 选择光栅常数 $\frac{\lambda}{2} < d \leq \lambda$, 以便只存在一级衍射, 从而提高一级衍射效率, 由光栅公式

$$\sin\gamma + \sin(\gamma - \theta) = \lambda/d \quad (4)$$

可知, 频率越高 (λ 越小), θ 越大, 光线两次经过 aa' 面获得的时间延迟 τ 越小. 可以证明, 当脉冲谱宽 $\Delta\omega$ 与中心频率 ω_0 满足 $\Delta\omega \ll \omega_0$ 时, τ 与 ω 成线性关系 (脉宽 > 100 fs 的脉冲通常能物理

满足此条件), 其比例系数可通过改变光栅对间距 L_g 、光栅常数 d 和入射角 γ 而调整.

光纤-光栅对压缩原理如下: 如前已知, 由于光纤的 SPM 效应, 在脉冲中心区形成“红头紫尾”的线性较好的正啁啾 (图 2), 正 GVD 使啁啾脉冲的低频前沿传输快, 高频后沿传输慢 (图 1), 从而脉冲在时域展宽 (光纤的脉冲展宽效应对脉冲压缩有重要意义, 理论分析已表明^[1]: 光纤较长时, 频谱展宽较宽, 色散作用明显, SPM 和正 GVD 结合使脉冲变宽、变方, 前后沿变陡, 正啁啾区域变宽、线性变好、占脉冲能量百分比提高, 更利于压缩); 光栅对使“红头” (低频) 延迟多, 往后叠, “紫尾” (高频) 延迟少, 往前赶 (图 3), 因啁啾和延迟均线性较好, 故通过选择参数 L_g , d , γ 可使各频率分量几乎同时达到光栅对出射面 aa' , 从而使脉冲在时域得到最佳压缩.

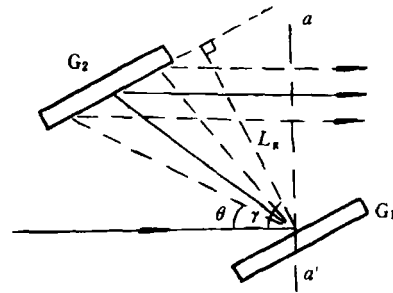


图 3 光栅对色散延迟线

光栅 G_1 产生角色散, 光栅 G_2 固定色散量并使光束准直出射

光纤-光栅对压缩已由大量实验证明是压缩脉宽从 1ns 到几十个 fs, 频率从可见到红外大范围光脉冲, 产生下到数个 fs 的最短光脉冲的有效手段. Gomes 等^[2]对此作了较完整的综述. 特别提出的是 Knox 等^[3]利用此技术将 620nm 波长的 40fs 光脉冲压缩至 8fs, 压缩后脉冲谱宽为 70nm, 表明其傅里叶变换极限脉宽为 6fs. 后来 Fork 等^[4]利用棱镜组补偿高阶色散项, 果然获得 6fs 的脉冲, 这是目前世界上获得的最窄脉冲. 此外, Zyset 等^[5]利用双级光纤-光栅对将 Nd:YAG 激光器输出的 $1.06\mu\text{m}$ 、

90ps 光脉冲压缩至 200fs, 获得 450 倍的总压缩比.

从图 2 可以看到, 只有脉冲中部为线性较好的正啁啾, 头尾均为负啁啾, 故只有脉冲中部的能量得到有效压缩, 负啁啾部分则展宽形成压缩后脉冲两侧的基座. 要提高压缩质量, 一方面可选择长度合适的光纤, 原因见上文及文献 [1]; 另一方面可采用光谱窗 (spectral windowing) 技术, 经光栅衍射和空间滤波除去负啁啾的高频和低频成分, 消除基座.

2. 孤子效应压缩

借助光纤的 SPM 和负 GVD 的共同作用, 在适当条件下, 脉冲的时域和频域特性在光纤传输过程中将保持不变或发生周期性变化^[6], 对应的脉冲分别称为基阶孤子和高阶孤子. 理论给出基阶孤子能量 P_1 、孤子阶数 N 、孤子周期 z_0 分别为

$$P_1 = |\beta_2|/\gamma T_0^2, \quad (5)$$

$$N^2 = P_0/P_1 = \gamma P_0 T_0^2/|\beta_2|, \quad (6)$$

$$z_0 = \pi T_0^2/2|\beta_2|, \quad (7)$$

式中 T_0 为脉宽, P_0 为峰值功率. 求解 NLS 方程还可得光孤子的演化规律, 概而言之^[6]; 基阶孤子形状永远不变; 高阶孤子演化较复杂, 但在孤子周期的前段均表现为变窄和分裂, 如图 4, 这是 SPM 和 GVD 共同作用的结果. SPM 导致脉冲频谱的展宽, 产生正啁啾, 负 GVD 使正啁啾脉冲得到压缩. 对基阶孤子, GVD 和 SPM 相互平衡, 脉冲形状和频谱均不发生变化. 高阶孤子, 首先 SPM 占主导地位, GVD 不足以补偿由 SPM 引起的频谱展宽, 从而脉冲变窄; 随着脉冲的变窄, 中心部分强度急剧增高, SPM 使频谱发生显著变化, GVD 作用随之增大, 直到二者相当, 脉冲变得最窄. 高阶孤子的变窄特性正是孤子效应压缩的基础. Mollenauer^[7]利用锁模色心激光作为光源, 工作波长 1.5 μm , 脉宽 7ps, 经 100m 光纤后获得 0.26ps 脉出, 压缩比为 27.

由图 4 还看到, 孤子效应压缩质量是不高的, 这是由于线性啁啾不充分所致 (孤子效应压缩使用的光纤很短, 只能使脉冲中心部分线

性啁啾化而得到压缩). 利用普通光纤的双折射效应或双折射光纤可部分或全部地消除基座.

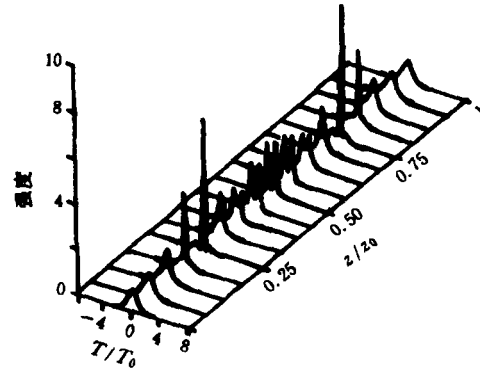


图 4 三阶孤子传输的时域特性

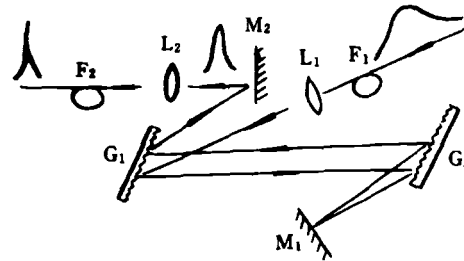


图 5 光纤-光栅对-孤子压缩器

F_1 为上移光纤; F_2 为下移光纤; G_1, G_2 为光栅;

M_1, M_2 为全反射镜; L_1, L_2 为透镜

3. 光纤-光栅-孤子效应压缩

由前已知, 光纤-光栅对压缩和孤子效应压缩作为两种基本的压缩技术是互补的, 分别工作于不同的 GVD 区域, 亦即工作于不同的光谱区, 其分水岭为光纤的零色散波长 λ_0 , 促成两种技术联姻的是色散位移光纤技术(图 1). 此种技术可压缩 $\lambda_{0d} < \lambda < \lambda_{0a}$ 的光脉冲, 这只需在前级选用色散上移光纤, 后级选用下移光纤或普通光纤, 从而使各级工作于上文所述的相应的 GVD 区域即可. 实验已证明这是获得高压缩比的有效技术, 1986 年之后有了这方面的实验报道, 所用光源均为锁模 Nd:YAG, 工作波长为 1.32 μm , 典型脉宽为 90ps, 实验装置如图 5 所示. Gouveia-Neto 等^[8]利用上述装置将 90ps 脉冲压缩至 18fs, 获得该波长上最短的光脉冲, 同时获得 5000 倍的创纪录的总压缩比.

4. 全光纤压缩

实际上这是光纤-光栅对技术在 $\lambda_{0d} < \lambda < \lambda_{0u}$ 波长范围上的变形 (实验所用典型波长为 $1.32\mu\text{m}$), 它由正 GVD 和负 GVD 光纤直接对接而成, 即用负 GVD 光纤代替光栅对色散延迟线. Blow 等^[9]和 Gouveia-Neto 等^[10]分别在 ps 和 fs 区域进行了实验, 虽然压缩比有待提高, 但全光纤压缩器具有很多优点, 主要是便于集成, 操作方便, 省去了大量精细的光路调整工作.

三、国内研究现状、困难及出路

应当承认, 在脉冲压缩方面我们与国外还有一段不小的差距, 要迎头赶上去还需作艰苦的努力. 国内的脉冲压缩目前还限于光纤-光栅对方面, 其他压缩技术并无报道. 曹若欣等人在 1988 年 4 月完成的硕士论文工作中, 利用光纤-光栅对技术, 将锁模 Nd: YAG 输出的 90ps , $1.06\mu\text{m}$ 脉冲压缩至接近傅里叶变换极限的 4.5ps , 获得 20 倍的压缩比. 刘立等研究了光纤中激光功率高于受激拉曼散射 (SRS) 阈值条件下的脉冲压缩, 将 Nd: YAG 输出的 90ps , $1.06\mu\text{m}$ 脉冲压缩至 710fs , 压缩比为 126, 实验还发现 SRS 极大地稳定了基波功率. 此外, 樊立明等人^[11]将 Nd: YAG 倍频的 40ps , 532nm 光脉冲压缩至小于 10ps .

国内的压缩和孤子研究之所以难于开展, 首要原因是难以找到合适的光源. 有效地观察光孤子要求: 光源波长合适 (对硅光纤要求 $\lambda > 1.30\mu\text{m}$), 脉冲功率足够大, 脉冲没有啁啾、接近傅里叶变换极限, 光源功率稳定性、脉冲重复性足够高, 同时要求光纤损耗足够小. 前四条均与光源有关, 目前国产光源难以满足此要求, 而要进口光源显然代价昂贵而且非长远之计, 可见光源的研制已成为国内深入开展压缩和孤子研究的前提和关键. 美国对光纤内光孤子的研究是用色心激光器起步的; 日本则着眼于今后的实用化, 全力发展 ps 量级 $1.56\mu\text{m}$ 波物理

长的半导体锁模激光器. 近年来已有些学者将红外材料和孤子激光这两个现代科学技术热点有机地结合起来, 开发新型的孤子光源, 并取得很大进展, 已研制出掺铒光纤孤子激光器^[12,13], 它不仅输出脉冲形状准确 (为 sech^2 型), 脉宽可控, 无脉座, 而且可选用多种泵浦源 (包括激光二极管) 进行泵浦, 并可能实现全光纤集成. 这种孤子激光器无论在理论上、技术上还是在应用上都将展示其巨大优越性.

四、腔外压缩技术的应用价值

腔外脉冲压缩技术所以如此倍受国内外科技工作者青睐, 是因其巨大的 (现实的和潜在的) 应用价值: 首先, 它将窄的脉宽和高的脉冲功率合为一体.

压缩后脉冲的超短时间特性, 使之成为一种探索超快现象的强有力的工具. 利用其超短的瞬时性质可以有效地对物质中某些最基本的过程 (例如固体中的声子衰变、分子间的电荷转移等, 多数发生在 ps 时间尺度上) 进行“拍照”, 正如快门能使狂奔的飞马变“慢”一样, PS 或 FS 脉冲使这些超快物理过程变“慢”. 皮秒脉冲已被作为一种基本的研究工具应用于物理学、化学以及生物学的广大领域, 皮秒脉冲及其与物质的相互作用已经是并且仍然是科技的一个前沿领域.

脉冲宽度在时域上压缩的同时, 意味着脉冲功率在时域上的集中, 这种瞬态的高功率性质使人们能够研究许多重要的瞬态非线性现象. 此外, 利用这一性质可以使粒子或受激态产物在短时间内达到相当的浓度, 这可以用来操纵光闸、触发条纹相机或产生非线性光学效应.

腔外压缩技术的另一个最诱人的应用是在孤子通信研究中的应用. 利用压缩技术可获得孤子源, 研究孤子形成、传输特性, 研究孤子的相互作用等. 目前, 国外孤子通信的系统理论和单元技术已日趋成熟, 实验室已进行孤子在 12000km 长距离上的传输试验^[14], 不仅如

此, 贝尔实验室准备投资 10 亿美元在 5—10 年内将孤子通信系统推向实用. 孤子通信已经不只是一种设想, 而是不远的现实, 其优点是高码率、长距离、无中继. 它只要求进行周期性能量补偿就行, 从而省去了一般光通信系统中用来完成脉冲重新整形、放大、检查误码和重新发送等项工作的复杂的光电组合的中继站, 可实现全光通信.

- [1] D. Grischkowsky et al., *Appl. Phys. Lett.*, **41** (1982), 1.
 [2] A. S. L. Gomes et al., *Opt. Quantum Electron.*, **20** (1988), 95.
 [3] W. H. Knox et al., *Appl. Phys. Lett.*, **46**

(1985), 1120.

- [4] R. L. Fork et al., *Opt. Lett.*, **12** (1987), 483.
 [5] B. Zysset et al., *Opt. Lett.*, **11** (1986), 156.
 [6] L. F. Mollenauer et al., *Laser Focus*, **18-4** (1982), 193.
 [7] L. F. Mollenauer et al., *Opt. Lett.*, **8** (1983), 289.
 [8] A. S. Gouveia-Neto et al., *J. Mod. Opt.*, **35** (1988), 7.
 [9] K. J. Blow et al., *Opt. Lett.*, **10** (1985), 393.
 [10] A. S. Gouveia-Neto et al., *Opt. Commun.*, **64** (1987), 163.
 [11] 樊立明等, *光学学报*, **11** (1991), 385.
 [12] K. Smith et al., *Electron. Lett.*, **26** (1990), 1149.
 [13] K. Smith et al., *Electron. Lett.*, **27** (1991), 244.
 [14] L. F. Mollenauer et al., *Electron. Lett.*, **27** (1991), 178.

首次观察到弯曲晶体中沟道粒子磁矩的进动

最近在美国费米国立实验室进行的一个实验中, 物理学家第一次观察到穿过弯曲晶体运动的基本粒子的自旋产生进动. 他们把两片 45mm (约 2 英寸) 长的硅晶体弯成十分之一度角, 粒子的自旋在其中以 60 度角进动, 得到的磁矩测量结果与以前使用的常规方法所预言的一致. 这个新方法使用沟道技术, 即带电粒子沿着理想晶体的晶面做导向运动.

许多基本粒子, 如质子和中子, 都具有磁矩, 磁矩与粒子的自旋相联系. 对一个稳定的粒子如质子, 常利用共振技术测量其磁矩. 质子的磁矩在磁场中就象指南针指向北极那样指向磁场方向. 如果这时再加上一个适当的交变磁场, 就可以改变质子的自旋和磁矩的取向. 这种使质子磁矩方向发生翻转的现象是现在广泛应用于人体医学扫描的磁共振成像技术的基本原理.

但是, 传统的共振技术不适用于非稳定粒子如西格玛(Σ^+)超子, 它的寿命只有一百亿分之一秒的量级. 如果产生出自旋极化的超子, 其自旋将在磁场中进动, 这与高速旋转的陀螺在桌面上的进动非常相似. 通过观察磁场中质子进动分布的衰减状况, 就可能测量超子的磁矩.

著名的爱因斯坦相对论指出, 静电场对一个接近光速运动的粒子而言, 就相当于一个磁场作用在静止的粒子上. 在弯曲硅晶体的静电场中运动的高速粒子的自旋会产生进动, 和粒子的自旋在磁场中产生进动一样. 费米实验室在这种新技术中处于领先地位.

通常, 晶体中原子的静电场产生一个方向无规的力作用在通过晶体运动的带电粒子上. 如果这个粒子是沟道粒子, 即沿着晶体的晶面运动, 这些场发生相干效应, 引导粒子沿着沟道运动. 如果晶体有些弯曲, 粒子将沿着晶面作曲线运动, 就象磁铁使粒子的运动轨道发生弯曲一样.

费米实验室最近的实验与现代标准方法相比, 对粒子磁矩的测量显得有些粗糙. 但是, 它的一个有意义的引伸提供了对最近二十年来发现的粲重子和美重子的磁矩进行测量的可能性. 如何准确测量那些寿命比超子小一千倍的短寿命粒子的重要参数是对全世界物理学家的挑战. 精确地测量这些重子的磁矩将对 c 夸克和 b 夸克的质量给出更多的信息.

费米实验室的这个实验合作组 (E761) 是由跨越四大洲的许多单位组成的, 其中包括巴西的四个研究单位, 独联体的两个实验组, 英国的一个实验组, 中国科学院高能物理研究所的一组科学家 (李云山、朗鹏飞、李成泽、赵文衡、史焕章、戴立盛、钟元元、严洁、郑树臣、汤福坤等), 北美洲的六所大学和研究所. 弯曲晶体中沟道粒子的自旋进动的初始概念是由白俄罗斯的 V. G. Baryshevskii 和美国威斯康星大学的 Lee Pondrom 各自独立地提出的. 圣彼得堡核物理研究所的 Vladimir Samsonov 提出了在费米实验室进行这种测量. 纽约州立大学的陈东基于这一实验完成了他的博士论文.

(Richard carrigan, 赵文衡)