

飞秒激光放大的奠基性发明及其能力边界的突破

马金贵 王静 钱列加[†]

(上海交通大学物理与天文学院 激光等离子体教育部重点实验室 上海 200240)

2018-10-21 收到

[†] email: qianlj19@sjtu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20181203

Amplification of femtosecond lasers: from yesterday to tomorrow

MA Jin-Gui WANG Jing QIAN Lie-Jia[†]

(Key Laboratory for Laser Plasmas, School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

摘要 2018年度诺贝尔物理学奖的一半授予了法国科学家莫罗(G. Mourou)和加拿大科学家斯特里克兰(D. Strickland),以表彰他们对超短超强激光领域的奠基性贡献。他们发明的啁啾脉冲放大(CPA)方法解决了飞秒激光放大的问题,使得超快走向超强,诞生了超短超强激光新技术,也改变了人类的生活。文章将从新的视角解读飞秒激光放大的CPA方法,分析该领域的研究现状,讨论其未来创新发展趋势,深度思考如何拓展超短超强激光的能力边界。

关键词 啁啾脉冲放大, 时空耦合, 脉冲信噪比

Abstract In 2018, half of the Nobel Prize in Physics was awarded to Gérard Mourou and Donna Strickland for their groundbreaking technology involving intense ultrafast lasers. The chirped pulse amplification (CPA) scheme they invented has enabled ultrafast femtosecond lasers to reach ultrahigh peak-powers, which has not only given birth to new technology but also benefited mankind. This paper will interpret the CPA scheme from a fresh perspective, and review the current status as well as the future development of ultrafast intense lasers. We will analyze in depth how to pioneer and push the field of CPA to even further frontiers.

Keywords chirped pulse amplification, spatio-temporal coupling, pulse contrast

1 引言

激光的孕育和发展贯穿了整个20世纪。1900年普朗克(M. Plank)提出能量子假说,揭示了“能级”的存在。1916年爱因斯坦(A. Einstein)提出能级跃迁中的受激辐射概念。1937年法布里坎特(V. A. Fabrikant)提出了能级“粒子数反转”这一重要物理思想。1950年汤斯(C. H. Townes)、巴索夫(N. G. Basov)和普罗霍罗夫(A. M. Prokhorov)证

明了微波的受激辐射放大(Maser),并获得1964年度诺贝尔物理学奖。1957年,古尔德(G. Gould)创造了“Laser”这一术语,后来钱学森先生提议将其译作“激光”。1960年梅曼(Mainman)制作了世界上第一台激光器。1969年特西(E. B. Tracy)产生了第一束飞秒(fs, 10^{-15} s)激光^[1]。1999年世界上最早的飞秒拍瓦(PW, 10^{15} W)激光诞生于美国利弗莫尔国家实验室(LLNL)^[2]。从世纪初的普朗克和爱因斯坦的启蒙理论到世纪末的拍瓦激光诞

生，跨越了整整一个世纪，这是基础科学创造重大技术进步的典范。

飞秒激光放大是继激光诞生以后最具挑战性的激光物理问题。从飞秒激光的“超快”到飞秒拍瓦激光的“超短超强”经历了长达30年的时间。与之形成鲜明对比的是，纳秒脉冲激光早在20世纪70年代就已达到了千焦耳的大能量规模。在以受激辐射为基础的激光放大器中，放大效率 η 强烈依赖于入射脉冲的能流密度 E_{in} 与受激辐射饱和通量 E_{sat} 的比值，可用Frantz—Nodvik模型来描述： $\eta \propto \ln\{1 + g_0[\exp(E_{in}/E_{sat}) - 1]\}$ ，其中 g_0 为小信号增益系数。很明显，高效率放大的前提条件是 $E_{in} \geq E_{sat}$ 。以钛宝石增益介质为例，其饱和通量 E_{sat} 约1 J/cm²，若要高效放大25 fs的激光，所需的人射能流密度条件($E_{in}=1$ J/cm²)对应的激光强度已高达40 TW/cm²，高于钛宝石晶体的破坏负载2—3个数量级。换句话说，在固体增益介质中无法直接放大飞秒激光。

飞秒激光放大的问题直到1985年才得以解决。当时还在美国罗切斯特大学的莫罗(G. Mourou)教授及其研究生斯特里克兰(D. Strickland)提出了飞秒激光的啁啾脉冲放大(chirped pulse amplification, CPA)方法^[3]：通过啁啾脉冲的方式，先将飞秒脉冲展宽至纳秒宽度，然后注入增益介质进行放大，最后去除啁啾而压缩复原为飞秒激光(图1)。CPA方法体现了“分解问题”的科学思维，非常简单却异常优美，它破解了飞秒激光直接放大面临的入射脉冲能流密度与介质破坏光强之间的对立性矛盾，使得激光从超快走向超强。正是因为对超短超强激光领域的奠基性贡献，莫罗和斯特里克兰获得了2018年度诺贝尔物理学奖。

飞秒激光的高倍率(10^3 — 10^5)脉冲展宽和压缩是支撑CPA方法的关键，行使啁啾脉冲展宽功能的核心器件是衍射光栅。有趣的是，为什么对光栅进行空间操作能够改变飞秒激光的时间行为呢？这是因为光栅衍射使得空间(x)与光谱(λ)之间或者空间与时间之间发生耦合关系^[4]。这种角色散引起的 x — λ 耦合效应普遍存在于超快光学系统，它为操控飞秒激光提供了一种新的视角。所

以，CPA的物理本质就是通过 x — λ 耦合效应在空间域操控飞秒激光。 x — λ 耦合效应还有更多作用，譬如，可在超快时间尺度对飞秒激光进行脉冲整形，以及下文将讨论的前所未有的光谱带内滤波器。

CPA方法的诞生使得峰值功率产生了多个数量级的跃升。从1999年美国LLNL实验室演示验证CPA方法可以产生拍瓦激光以来，全世界至今已建成了50余套的拍瓦级激光系统^[5]，部分代表性系统见表1。这些超短超强激光可在实验室创造大到高能天体、小到原子核内部的高能量密度环境，是探索极端物质状态下科学未知的研究最前沿，也是支撑激光聚变等战略高技术研究的大科学设施。我国已经在核心材料、关键技术和总体设计等系统性能力方面全方位进入该领域的国际水平前列，研制成功了世界上最大的235 mm口径钛宝石晶体和165 mm口径三硼酸锂(LBO)非线性晶体，突破了米级大口径压缩光栅的制备技术，使得中国科学院和中国工程物理研究院建成了5套拍瓦级强激光系统。

峰值功率代表了强激光系统的规模，而它相对于噪声的信噪比则代表其质量。“让激光更强、让噪声更弱”是永恒的创新主旋律。然而，过去20年间强激光的峰值功率并没有发生显著变

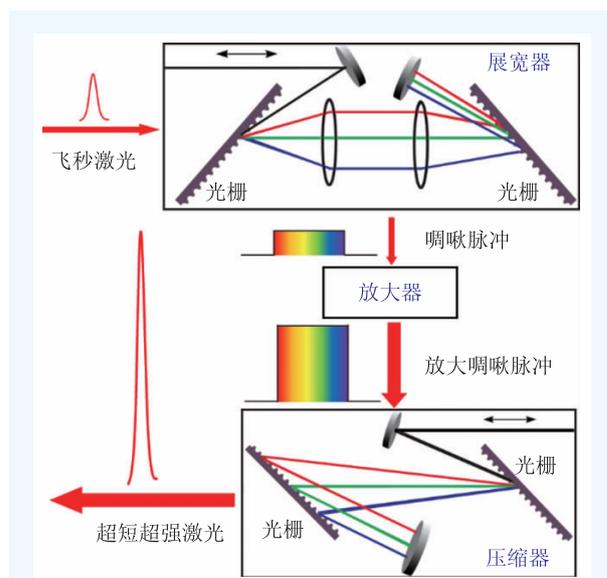


图1 CPA方法的原理示意图：飞秒激光放大分“先展宽、再放大、后压缩”三步进行

表1 国际上代表性的拍瓦激光系统^[5]

国家	装置名称	放大方案	峰值功率	压缩脉宽	年份
中国	SG-II-U ¹⁾	钛玻璃CPA	1 PW	1 ps	2008
	XL-III ²⁾	钛宝石CPA	1.2 PW	27.9 fs	2011
	Ti:Sa PW ³⁾	钛宝石CPA	0.89 PW	29 fs	2007
	SULF ³⁾	钛宝石CPA	10 PW	21 fs	2018
	OPCPA 10PW ⁴⁾	全OPCPA	5 PW	19 fs	2018
美国	LLNL Petawatt ⁵⁾	钛玻璃CPA	1.5 PW	440 fs	1999
	Texas Petawatt ⁶⁾	钛玻璃CPA	1.1 PW	165 fs	2010
	Hercules ⁷⁾	钛宝石CPA	300 TW	50 fs	2008
英国	Vulcan PW ⁸⁾	钛玻璃CPA	1 PW	500 fs	2002
	Astra-Gemini ⁸⁾	钛宝石CPA	500 TW	30 fs	2008
	Vulcan 10PW ⁸⁾	全OPCPA	10 PW	30 fs	安装中
德国	PHLIX ⁹⁾	钛玻璃CPA	1 PW	500 fs	2008
	Draco ¹⁰⁾	钛宝石CPA	1 PW	30 fs	2017
法国	PETAL ¹¹⁾	钛玻璃CPA	7.2 PW	500 fs	2012
	Apollon 10PW ¹¹⁾	钛宝石CPA	10 PW	15 fs	安装中
日本	LFEX ¹²⁾	钛玻璃CPA	1 PW×4	1.5 ps	2015
	J-KAREN-P ¹³⁾	钛宝石CPA	1.3 PW	30 fs	2018
韩国	UQBF ¹⁴⁾	钛宝石CPA	4.2 PW	19.4 fs	2017
俄罗斯	PEARL ¹⁵⁾	全OPCPA	560 TW	43 fs	2006

注：各装置的研制机构分别为1)中科院中物院上海联合实验室；2)中国科学院物理研究所；3)上海光学精密机械研究所强场激光物理实验室；4)中国工程物理研究院激光聚变中心；5)美国LLNL实验室；6)德克萨斯大学；7)密歇根大学；8)英国CLF研究所；9)德国GSI研究中心；10)德国Dresden-Rossendorf研究中心；11)法国LULI实验室；12)大阪大学；13)日本QST研究机构；14)韩国GIST研究所；15)俄罗斯应用物理研究所

化，在规模和质量两方面都受限于现有技术的能力边界。当前，强激光领域进入到一个临界点。有的时候，当一个“老问题”被置入新的框架，会获得再次升华的机遇。为了催生强激光领域新一轮的格局性转变，下文将从最基础层面出发，重点介绍我们课题组发明的新概念技术。

2 拓展飞秒激光放大的能力边界

人类能够制造最强的激光吗？这是《科学》杂志2005年提出的125个科学问题之一。然而，强激光的峰值功率多年以来受限于数拍瓦。为此，需要在基础层面的精耕细作之中创新发展强激光放大方法，切实拓展飞秒激光放大的能力边界。

强激光系统的输出峰值功率极限由放大器的放大能力(效率与带宽乘积)决定，理想的啁啾脉冲放大器应该同时具备高效率和大带宽。钛宝石CPA放大器在强注入($E_{in} > E_{sat}$)条件下转换效率可高达50%，如图2(a)所示。然而，钛宝石固定能级间的受激辐射放大限制了增益带宽，典型脉宽值约30 fs。为了突破强激光放大的带宽瓶颈，1992年立陶宛的A. Piskarskas等人发明了光参量啁啾脉冲放大(OPCPA)^[6]，如图2(b)所示。这是一种“虚能级”的非线性放大器，其工作波长和增益带宽可由泵浦光、

信号光与闲频光之间的位相匹配条件进行人为设计，突破了能级带宽的限制，可支持光波振荡周期量级的数飞秒激光的放大。另一方面，OPCPA内禀的非线性倒流效应严重限制了转换效率(仅10—20%)，远低于钛宝石CPA激光，并且无法通过强注入来继续提高转换效率。

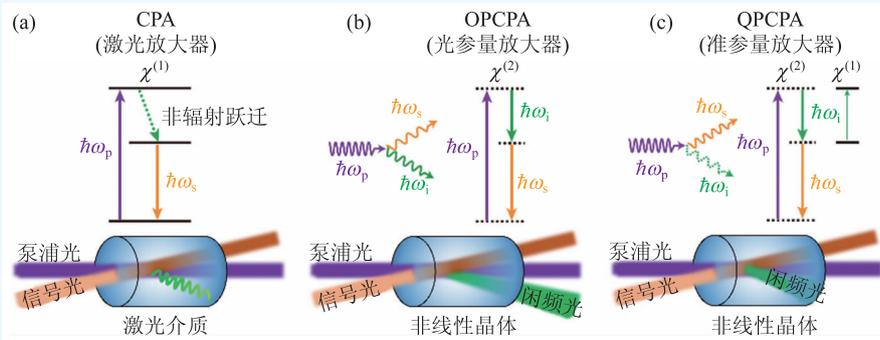


图2 CPA、OPCPA和QPCPA原理示意图。 $\chi^{(1)}$ 和 $\chi^{(2)}$ 分别代表线性极化(吸收)和二阶非线性极化(放大)，它们使得QPCPA综合了CPA高效率 and OPCPA大带宽的优势

我们课题组发明了准参量啁啾脉冲放大(QPCPA)新方法^[7],如图2(c)所示,它是OPCPA方法的一种变形,通过非线性晶体中的实能级吸收闲频光,阻断放大过程的非线性倒流。QPCPA是一种新的放大机制,在小信号放大区域表现为OPCPA那样的光参量特性,而在饱和放大区域则呈现能级放大器那样的非参量特性,在保证放大带宽的同时可将信号光的放大效率提升到量子极限(泵浦波长与信号波长的比值 λ_p/λ_s)。因此,QPCPA方法兼具钛宝石CPA的高效率和OPCPA的大带宽。

QPCPA新方案与传统OPCPA方案唯一却根本的区别在于所用

的非线性晶体。OPCPA方案沿用倍频、和频等过程常用的非线性光学晶体(对三波均透明),QPCPA方案则依赖于专用的准参量晶体。这类准参量晶体对泵浦光和信号光透明,但强烈吸收闲频光。针对532 nm泵浦和810 nm信号放大的准参量过程,我们设计了掺杂稀土 Sm^{3+} 的Sm:YCOB晶体。基于Sm:YCOB晶体的QPCPA显示出完全不同于OPCPA的“准参量”放大特征,如图3所示。首先,QPCPA不再遭受OPCPA中内禀的非线性倒流问题(表现为信号光放大效率的周期性振荡),信号光放大效率可随着注入增强而逐渐接近于量子极限效率,其演化规律与激光能级放大的Frantz—Nodvik模型高度吻合。原理验证实验中实现了47%的信号放大效率,泵浦消耗达到70%。其次,QPCPA对位相失配不敏感,类似于钛宝石激光放大。这种位相失配不敏感的特性,一方面使得QPCPA对泵浦条件和环境温度的变化不敏感,提高输出稳定性;另一方面增加了QPCPA的增益带宽,进一步提升放大能力。

由于综合了高效率和大带宽的优势,QPCPA放大能力可超过钛宝石CPA和OPCPA约一个数量级。因此,QPCPA可突破当前的“数拍瓦

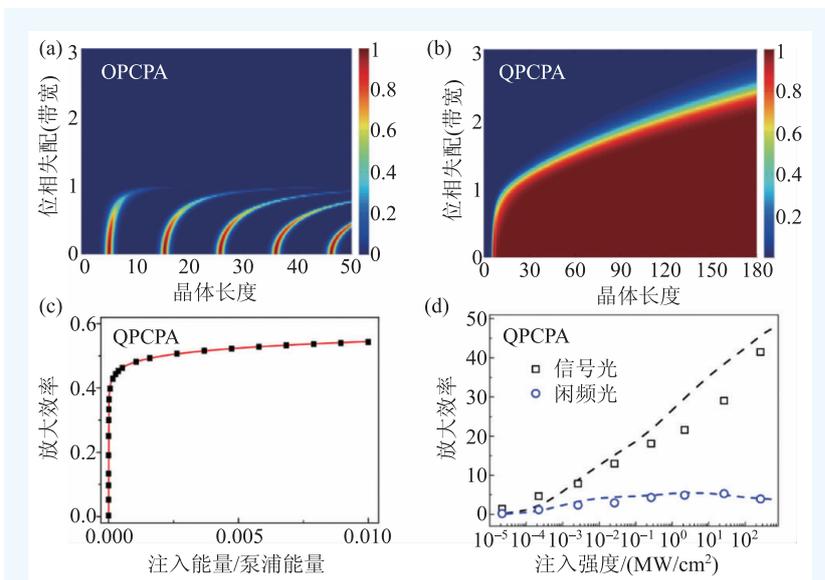


图3 (a)OPCPA与(b)QPCPA中信号光放大效率随位相失配和晶体长度的变化规律;(c)QPCPA中信号光放大效率随注入能量的演化(黑方块),红线为利用能级激光放大的Frantz—Nodvik模型的拟合结果;(d)QPCPA原理验证实验,实现了47%的信号光放大效率和70%的泵浦消耗率

瓶颈”,具有单束激光输出10—100 PW的能力,有望成为继CPA和OPCPA之后新的里程碑式发明。

3 强激光的超高信噪比挑战

CPA方法解决了飞秒激光放大问题,但同时也提出了脉冲信噪比的新挑战。强激光的噪声本身也往往是强场。对于光强 $I=10^{21}$ W/cm²的拍瓦激光,如果其主脉冲相对于噪声的信噪比低于 10^{10} ,那么噪声光强将高于 10^{11} W/cm²,足以电离或破坏大多数物质,干扰强场物理的实验效果。噪声问题对未来的百拍瓦极端强场激光提出了 10^{12} 的超高信噪比的苛刻要求。

不同于传统的激光放大器,强激光系统特有的“啁啾”环境将产生全新物理本质的一类光噪声,如图4所示。“啁啾”意味着脉冲光谱(ω)“平铺”在时间轴(t)上,暴露于强激光系统的光学缺陷。以OPCPA系统中的泵浦转移噪声为例,泵浦脉冲的时间分布不均匀性通过光参量将直接烙印在信号光谱上,产生光谱畸变,最终转换为与压缩脉冲伴生的强激光时域噪声。另外,强激

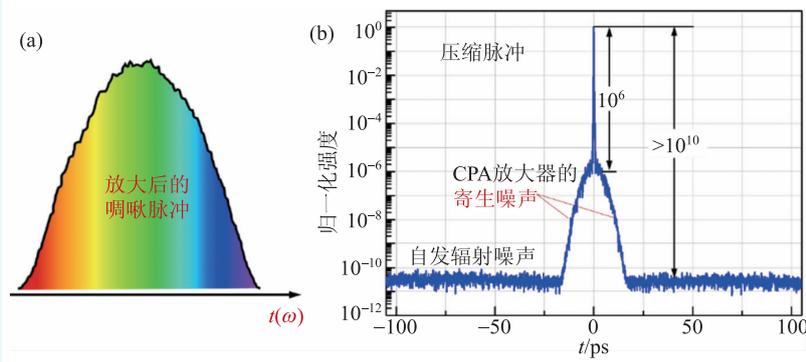


图4 (a)强激光系统的光学缺陷导致放大后的啁啾脉冲呈现光谱畸变；(b)经过压缩器，主脉冲的前后沿出现皮秒尺度、低信噪比的噪声底座

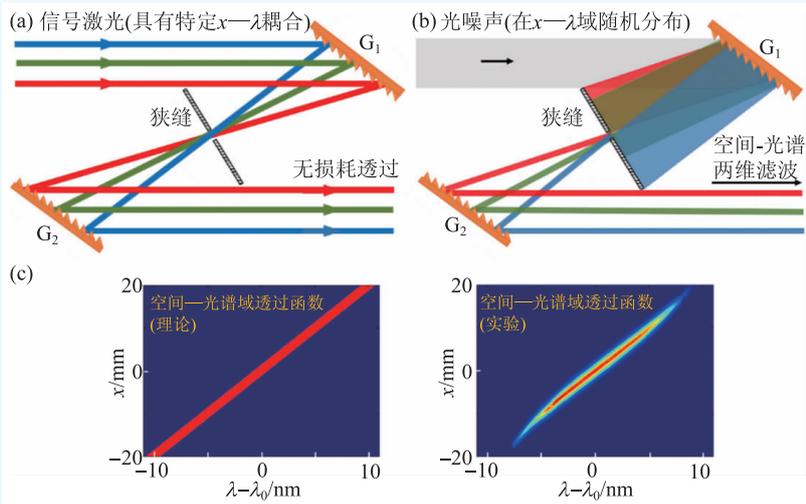


图5 (a)具有特定“ $x-\lambda$ ”耦合关系的信号激光可完全通过带内滤波狭缝；(b)在“ $x-\lambda$ ”域内随机分布的噪声被带内滤波狭缝大量阻挡； G_1 和 G_2 是平行光栅对；(c)理论推导和实验测量的带内滤波器的2D响应函数

光的噪声是如此之强，噪声与噪声也会发生强烈的非线性相互作用，使得强激光的这些寄生噪声更加复杂。我们课题组全面阐明了强激光寄生噪声的产生机理，新发现了后沿次脉冲向前沿转移噪声、散射起源的光参量荧光噪声、非线性拍频噪声以及时空噪声等四类寄生噪声^[8]。寄生噪声在性质上不同于传统的自发辐射放大噪声，难以在不影响强激光脉冲的前提下进行隔离或滤除，严重制约了超高信噪比的获取。

解决超高信噪比挑战的核心是对强激光放大器进行降噪处理，实现对飞秒激光的低噪声放大，这就不仅需要滤除强激光脉冲光谱范围以外的光噪声(带外噪声)，更要滤除信号光谱范围内

的那些噪声(带内噪声)。然而，传统的光谱滤波器无法分辨光信号还是光噪声，只能进行带外滤波。带内滤波是个明显的两难性矛盾，长期以来一直无法逾越。

我们课题组独辟蹊径，发明了“带内滤波”新概念技术^[9]，其核心思想是利用 $x-\lambda$ 耦合效应操控超快激光使其可在 $x-\lambda$ 两维平面内与随机分布噪声发生分离，如图5所示。带内滤波器由平行光栅对组成，中间的滤波狭缝激活了 $x-\lambda$ 耦合效应，在大量阻挡 $x-\lambda$ 域内随机分布噪声的同时，使得具有特定 $x-\lambda$ 耦合关系的信号激光可完全通过。带内滤波器可用 $x-\lambda$ 域的二维滤波函数表征，它呈现窄条斜线的特征，其斜率代表 $x-\lambda$ 耦合系数。带内滤波器的二维滤波函数表明，固定空间位置处的透过光谱带宽非常窄(0.01—1 nm)，而总的空间积分带宽可以非常大(>10 nm)，从而有效滤除宽带信号激光的带内噪声，噪声的滤除倍数约等于总的透过带宽与局域带宽之间的

比值(10—1000倍)。

带内滤波技术的发明可望解决强激光放大器噪声的卡脖子问题。我们课题组演示验证了带内滤波技术对OPCPA强激光放大系统的降噪作用。利用脉冲压缩器原有的光栅对构建了带内滤波功能，滤波狭缝置于压缩器末端。带内滤波将输出光束的局域噪声光谱宽度由64 nm减小至1.4 nm，使得放大脉冲信噪比达到了前所未有的 10^{11} 的超高水平，与同等条件下未执行带内滤波的传统OPCPA相比，提升了近2个数量级。

采用带内滤波技术，我们课题组首次实现了对超高信噪比(10^{11})脉冲的低噪声放大。在此之前，强激光的信噪比提升仅局限于对注入种子脉

冲进行净化，即采用交叉偏振波产生(XPW)等非线性光学过程进行净化，能量转换效率极低(仅约10%)。而属于线性光学范畴的带内滤波技术效率极高(理论值为100%)，可直接应用于放大器末端，不损耗强激光本身。该新概念滤波技术成功地将强激光的信噪比提升从以往的“种子脉冲净化”推进到“种子脉冲净化+低噪声放大”的新阶段，将对未来的百拍瓦极端强场激光和量子电动力学(QED)等强场物理实验起到支撑和引领作用。

4 破解单次测量超高信噪比的卡脖子问题

众所周知，测量是科学与技术的基础。俄罗斯著名科学家门捷列夫曾说过“没有测量，就没有科学”。测量信噪比是探索噪声新机理和提升装置信噪比质量的“眼睛”，它要求具备单次实时测量能力、超高动态范围(10^{10})、飞秒分辨率和时间大窗口(100 ps)，被认为是综合难度最高的一类超精密测量技术。

信噪比测量的基础是互相关函数 $C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)S(t+\tau)dt$ (I 和 S 分别代表待测脉冲和取样脉冲， τ 是两者间的相对延时)。其基本原理是通过取样脉冲与待测脉冲进行非线性相互作用(如非线性和频过程)，探测和记录所产生的互相关信号随延时的变化，如图6(b)所示。如果取样脉冲相对更加“干净”的话，那么互相关信号就唯一地表征了待测脉冲及其噪声的时间分布轮廓，从而可直接确定待测脉冲的信噪比。在单次测量中，通过相互作用两光束间的非共线构建时间延时，实现“时空编码”，

将待测脉冲的时域(t)轮廓转换为互相关信号的空域(x)分布。为此，单次测量需要高灵敏度的阵列式探测器来接收互相关信号的空间分布。

长期以来，信噪比单次测量是超短超强领域内的世界性难题，其最主要原因在于阵列式探测器的灵敏度限制。国内外同行普遍采用CCD探测器，存在着灵敏度和动态范围(一般为100—1000)两方面的瓶颈性问题。作为结果，国内外同行的信噪比单次测量动态范围普遍性地受限于约 10^6 ，无法应用于实际强激光系统的测量。我们课题组发明了基于光电倍增管(PMT)的光纤阵列探测系统^[10]，如图6(a)所示。其核心思想是构造“一个转换接口”，使得单点式的PMT能够分辨测量一维空间分布的互相关信号：由100根光纤组成的一维阵列(约12.5 mm宽)对互相关光信号的空间分布进行多点同时取样，不同长度(递增1 m)的光纤则将“空间并行”数据转换成“时间串行”(间隔5 ns)数据，再经过光纤集束后，使之能够与单点式的PMT相匹配。由于PMT具有接近单光子的探测能力，光纤阵列/PMT探测系统的灵敏度超过CCD约6个数量级，能够支撑高达 10^{12} 的超高动态范围。以此核心技术为基础，我们课题组

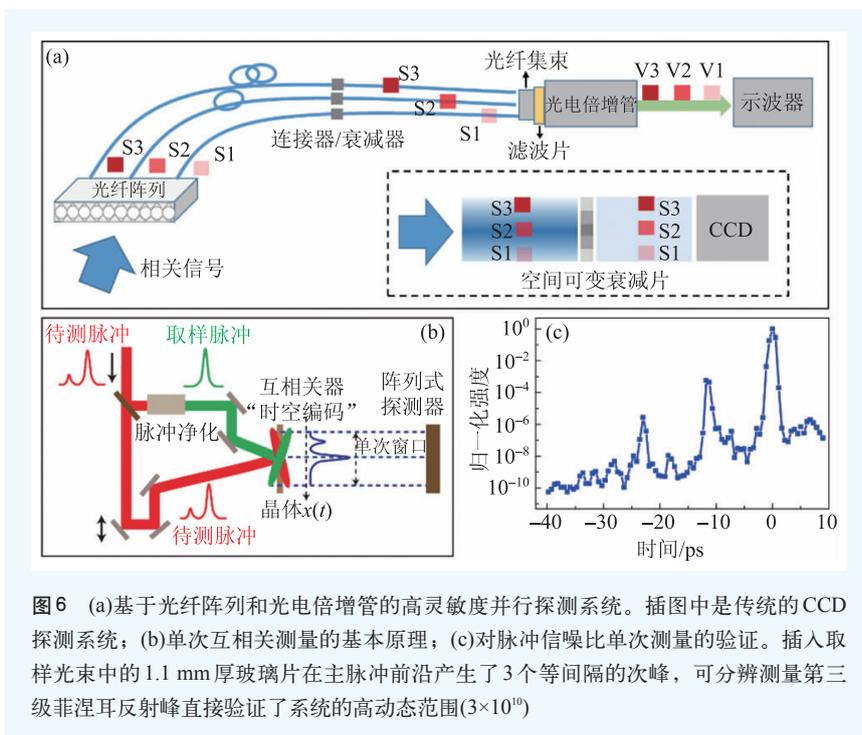


图6 (a)基于光纤阵列和光电倍增管的高灵敏度并行探测系统。插图中是传统的CCD探测系统；(b)单次互相关测量的基本原理；(c)对脉冲信噪比单次测量的验证。插入取样光束中的1.1 mm厚玻璃片在主脉冲前沿产生了3个等间隔的次峰，可分辨测量第三级菲涅耳反射峰直接验证了系统的高动态范围(3×10^{10})



微弱信号检测 半个世纪的骄傲

Model 7210
多通道锁相放大器

全球唯一
通道之最



Model 197光学斩波器



生产商: 阿美特克商贸(上海)有限公司北京分公司
电话: 010-85262111-10 传真: 010-85262141-10
Email: info@ametek.cn
网址: www.signalrecovery.com.cn

中国代理商: 北京三尼阳光科技发展有限公司
电话: 010-65202180/81 传真: 010-65202182
Email: sales@sunnytek.net
网址: www.sunnytek.net

实现了 3×10^{10} 高动态范围测量能力^[11], 如图6(c)所示, 满足了当前拍瓦激光的信噪比测量需求。

我们课题组研制了5套信噪比单次测量样机(动态范围 3×10^{10}), 在我国全部的5套超短超强激光装置上分别开展了工程应用和在线监控信噪比, 如中国科学院/中国工程物理研究院上海联合实验室的钕玻璃高能拍瓦激光(“神光II”拍瓦)和中国工程物理研究院激光聚变研究中心的OPCPA数拍瓦激光等, 使得它们的信噪比达到了国家重大专项的建设指标, 代表着世界范围内首批成功的工程应用, 提升了我国超短超强激光领域的整体水平。

5 结语

啁啾脉冲放大CPA方法是超短超强激光领域的奠基性贡献, 充分体现了基础科学的支撑和引领作用。在CPA方法的基础上, 我们课题组发明了可推进强激光持续发展的新概念技术, 包括具有更高放大能力的QPCPA方式, 可实现强激光高信噪比放大的带内滤波技术, 以及超高信噪比单次测量技术。QPCPA与带内滤波结合起来, 将同时具备高效率、大带宽和低噪声的放大能力, 构建理想的啁啾脉冲放大器, 有望大幅拓展超短超强激光的能力边界。随着超短超强激光的持续创新发展, 未来仍然可能涌现出新的极端强场激光物理问题: 譬如, 人类能否产生艾瓦(EW, 10^{18} W)甚至更高的强激光? 强激光能否撕裂真空和创造新粒子? 激光聚变能源能否走入千家万户? 解决这些极端强场物理问题需要几代激光人心无旁骛、长期深耕和不懈努力。

参考文献

- [1] Treacy E B. Phys. Lett., 1968, 28A: 34
- [2] Perry M D *et al.* Science, 1994, 264: 917
- [3] Strickland D *et al.* Opt. Commun., 1985, 55: 147
- [4] Ma J G *et al.* Nature Commun., 2015, 6: 6192
- [5] Danson C *et al.* High Power Laser Sci. Eng., 2015, 3: e3
- [6] Dubietis A *et al.* Opt. Commun., 1992, 88: 437
- [7] Ma J G *et al.* Optica, 2015, 2: 1006
- [8] Wang J *et al.* Opt. Express, 2018, 26: 10953
- [9] Wang J *et al.* Laser Photon. Rev. 2018, 12: 1700316
- [10] Zhang D F *et al.* Opt. Lett., 2008, 33: 1969
- [11] Wang Y Z *et al.* Sci. Rep., 2014, 4: 3818