

# 波长编码的单次高时空分辨全光学探针\*

易友建<sup>1)2)</sup> 丁福财<sup>1)2)</sup> 朱坪<sup>1)†</sup> 张栋俊<sup>1)</sup> 梁潇<sup>1)</sup> 孙美智<sup>1)</sup>  
 郭爱林<sup>1)</sup> 杨庆伟<sup>1)</sup> 康海涛<sup>1)3)</sup> 姚修宇<sup>1)2)</sup>  
 李兆良<sup>1)4)</sup> 谢兴龙<sup>1)</sup> 朱健强<sup>1)‡</sup>

1) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

2) (中国科学院大学, 材料与光电研究中心, 北京 100049)

3) (西安交通大学物理学院, 西安 710049)

4) (上海理工大学光电与计算机工程学院, 上海 200093)

(2023 年 5 月 4 日收到; 2023 年 8 月 18 日收到修改稿)

激光探针法是捕捉超快动力学过程的主要方法之一, 在等离子体物理、光化学、生物医学等领域都有着广泛的应用. 本文提出一种时间波长编码的探针光产生方案, 该方案通过级联不同相位匹配角的倍频晶体和独立的延迟线来实现时间波长编码, 具有单次高时空分辨率、高帧率、时间窗口可调范围广、时间分辨率和时间窗口参数独立可调的优点. 在实验中搭建了一套探针光产生装置, 具有 247 fs 的时间分辨率、4  $\mu\text{m}$  的空间分辨率、4.05 THz 的最高帧率、时间窗口从亚皮秒到 3 ns 可调, 将该装置用于捕捉飞秒激光诱导的光丝的动力学过程, 证明该探针光产生方案用于捕捉超快动力学过程的可行性. 在讨论中, 分析了探针光关键参数能达到的极限帧率为 35.7 THz, 极限时间分辨率为 28 fs, 时间窗口的范围可以从百飞秒到几十个纳秒进行调节. 探针光的高时空分辨率和参数互相独立可调的优点, 为多时间尺度的超快动力学过程的单次高时空分辨捕捉提供了一种可行方案.

**关键词:** 单次, 波长时间编码, 高时空分辨, 全光学探针

**PACS:** 06.60.Jn, 42.65.-k, 42.65.Re

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230727

## 1 引言

激光诱导等离子体 (laser-induced plasma, LIP) 在激光尾场加速、实验室天体物理、惯性约束聚变、高品质光源、薄膜沉积、激光加工等科研和工业领域有着重要的应用<sup>[1-6]</sup>, 认识 LIP 的物理过程和动力学规律是上述应用的共同关键科学问题, 这

也提出了对 LIP 动力学过程进行诊断的需求. 然而 LIP 的物理过程非常复杂, 涉及原子分子的激发和电离、离子辐射和复合、电子-声子耦合等多种复杂过程的多物理场耦合现象, 这些复杂的物理过程包含了多时间尺度的超快动力学过程. 例如, 多光子电离的时间尺度为几十个飞秒、冲击波的时间演化甚至能达到一百多个纳秒, 这也对诊断方法提出大的动态时间范围和高时间分辨率的要求. LIP

\* 国家自然科学基金 (批准号: 12004403, 12074399, 12204500)、中国科学院 (批准号: XDA25020105, 181231KYSB20170022, CXJJ-21S015)、上海市科委科技基金 (批准号: 22YF1455300, 20ZR1464400) 和科学技术部基金 (批准号: 2021YFE0116700) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhp1990@siom.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: jqzhu@mail.shcnc.ac.cn

物理过程的复杂性也会使其动力学过程因为实验条件的改变而改变,例如:激光参数(如强度、对比度、脉宽、焦斑大小)、靶材参数(如材料、密度、厚度、形状)、轰击靶的控制条件(如入射角度、聚焦距离)的略微变化,这对诊断方法提出了在单次内捕捉动力学过程的要求.因此,要全面地表征LIP的时空动力学过程,诊断方法必须同时具备单次、时间窗口可调范围广、高时空分辨率的特点.

传统的诊断方法有ICCD<sup>[7]</sup>、条纹相机<sup>[8]</sup>、发射光谱法<sup>[9]</sup>、汤姆逊散射法<sup>[10]</sup>、激光探针法<sup>[11]</sup>等.然而,ICCD的时间分辨率只有2 ns,条纹相机只能记录一维空间信息,发射光谱法和汤姆逊散射法都不具空间分辨能力;激光探针法具有结构简单、测量精度高的优点,是这些方法中应用最为广泛的,但是传统的激光探针法需要多次重复LIP的物理过程才能捕捉其全面时空特性.很多全光学链路的时空分辨光学探针被提出用于取代传统的激光探针法,这些光学探针可以分为:时间波长编码的光学探针<sup>[12,13]</sup>、时间空间编码的光学探针<sup>[14]</sup>、时间角度编码的光学探针<sup>[15,16]</sup>、时间空间频率编码的光学探针<sup>[17,18]</sup>、时间偏振编码的光学探针<sup>[19,20]</sup>.其中时间波长编码的光学探针具有编码解码简单、时间窗口可调的优点,并被广泛的应用在各种超快摄影技术中,例如:顺序定时全光学映射摄影(STAMP)、压缩超快光谱时间摄影(CUST)等.这些技术大都使用连续的啁啾光作为探针光,连续的啁啾探针光会采用不同种类或不同长度的色散介质来调节时间窗口,这样会存在两个问题,一是对于不同时间尺度的LIP需要定制特定长度的色散介质,色散介质的材料和长度固定之后时间窗口便不可改变,这使得时间窗口调节的灵活度降低;其次是要实现更大的时间窗口就要牺牲时间分辨率,要实现更高的时间分辨率就需要减小时间窗口,这是因为其测量时间窗口和时间分辨率都和总色散度成正比.连续的啁啾探针光的不足为提出具有单次高时空分辨、时间窗口可调范围广、时间窗口和时间分辨率参数独立可调的波长编码的全光学探针提供了动机.

综上所述,本文提出一种基于波长编码的高时空分辨全光学探针产生方案,利用倍频晶体的不同相位匹配角产生不同中心波长的倍频脉冲序列,然后通过不同的延迟线将不同中心波长的倍频脉冲进行时间编码,这样产生的探针光具有单次、高时

空分辨率、高帧率、时间窗口调节范围广的优点.除此之外,探针光的时间分辨率取决于倍频脉冲的脉宽,探针光的时间窗口只和延迟线的变化量有关系,它们之间没有共同相关的自变量,因此不存在时间窗口和时间分辨率之间的相互制约.本文报道的探针光产生方法为单次高时空分辨地捕捉LIP的动力学演化过程提供一种可行方案,有助于可视化并理解LIP的时空动力学过程.

## 2 波长编码的探针光的原理

探针光产生装置由脉冲序列产生器和时间映射器构成,其中脉冲序列产生器由具有不同相位匹配角的倍频晶体构成,可以产生波长分辨的倍频脉冲序列;时间映射器由谐波分束器、延迟线和合束镜构成,可以实现时间波长编码.

### 2.1 脉冲序列产生器

假设采用第I类相位匹配的BBO倍频晶体(厚度为2 mm),则相对转换效率与相位匹配角 $\theta$ 、倍频脉冲的波长 $\lambda$ 的关系可以通过联合求解以下两个耦合波方程得到:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{V_1} \frac{\partial E_1}{\partial t} + ig_1 \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} \\ = \frac{2iw^2}{k_{2w}c^2} \chi_{\text{eff}} E_2 E_1^* \exp[-i\Delta k(\theta, \lambda)z], \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{1}{V_2} \frac{\partial E_2}{\partial t} + ig_2 \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} \\ = \frac{iw^2}{k_w c^2} \chi_{\text{eff}} E_1^2 \exp[-i\Delta k(\theta, \lambda)z]. \end{aligned} \quad (2)$$

这里,  $E_1$ ,  $V_1$ ,  $g_1$ ,  $w$ ,  $k_w$  分别是基频脉冲的电场、群速度、色散系数、频率、波束;  $E_2$ ,  $V_2$ ,  $g_2$ ,  $k_{2w}$  分别是倍频脉冲的电场、群速度、色散系数、波束;  $z$  是传播距离;  $c$  是光速,  $t$  是时间,  $\chi_{\text{eff}}$  是有效非线性张量,  $i$  是虚数单位.  $\Delta k(\theta, \lambda)$  是相位失配量,与相位匹配角 $\theta$ 、波长 $\lambda$ 满足如下关系式:

$$\Delta k(\theta, \lambda) = \frac{2w}{c} [n_e^{2w}(\theta, \lambda) - n_o^w(\lambda)], \quad (3)$$

$$\frac{1}{n_e^{2w}(\theta, \lambda)} = \sqrt{\frac{\cos^2(\theta)}{[n_o^{2w}(\lambda)]^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{[n_e^{2w}(\lambda)]^2}}. \quad (4)$$

这里,  $n_o^w(\lambda)$  和  $n_e^{2w}(\lambda)$  分别是基频脉冲和倍频脉冲的o光折射率, o光折射率只与波长有关,与相

位匹配角无关;  $n_e^{2w}(\theta, \lambda)$  是倍频脉冲的 e 光折射率,  $n_e^{2w}(\lambda)$  是相位匹配角  $\theta = 90^\circ$  时倍频脉冲的 e 光折射率. 对于 BBO 晶体, o 光折射率的平方与  $\theta = 90^\circ$  时 e 光折射率的平方<sup>[21]</sup> 的表达式分别为

$$[n_o(\lambda)]^2 = 2.7359 + \frac{0.01878}{\lambda^2 - 0.01822} - 0.01354\lambda^2, \quad (5)$$

$$[n_e(\lambda)]^2 = 2.3753 + \frac{0.01224}{\lambda^2 - 0.01667} - 0.01516\lambda^2. \quad (6)$$

式中波长的单位为  $\mu\text{m}$ , 将 (5) 式、(6) 式代入 (3) 式、(4) 式中可得到  $\Delta k(\theta, \lambda)$  关于  $\theta$  和  $\lambda$  的关系式, 此时可以计算出不同相位匹配角和不同波长对应的相位失配量, 然后将不同的相位失配量代入耦合波 (1) 式和 (2) 式中, 最后得到 BBO 倍频晶体对不同相位匹配角和波长转换效率的关系图, 如图 1 所示, 图中的强度代表单一波长间的相对转换效率. 从图 1 可以看出, 在一定范围内倍频脉冲的波长和倍频晶体的相位匹配角呈负相关, 因此只要选择合理的相位匹配角, 就可以产生波长分辨的倍频脉冲序列. 以相位匹配角为  $28.1^\circ$ ,  $28.3^\circ$ ,  $28.6^\circ$  的三束倍频脉冲为例, 相位匹配角和对应中心波长的位置如图 1 中的红色、绿色、黄色虚线所对应的位置, 相应的光谱如图 1 中的左侧红色、绿色、黄色曲线所示, 可以看出这三束倍频脉冲在光谱上几乎没有交叠, 可以从光谱上区分这三束倍频脉冲, 这也从理论上验证了原理的可行性. 因此, 当用一束宽带脉冲作为基频脉冲时, 可以通过级联不同相位匹配角的倍频晶体使基频脉冲中的不同光谱成分参与频率转换, 从而产生具有不同中心波长的倍频脉冲序列, 其原理图如图 2 所示.

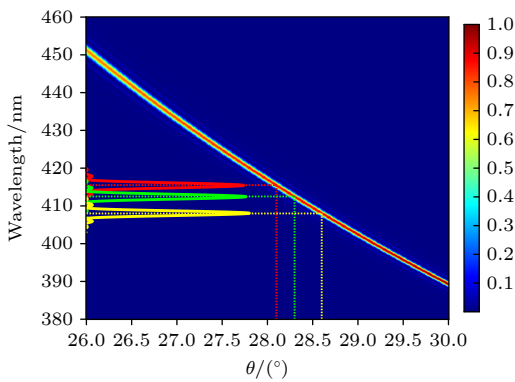


图 1 倍频脉冲波长和倍频晶体相位匹配角  $\theta$  的关系

Fig. 1. Relationship between the wavelength of second harmonic and the phase-matching angle  $\theta$  of frequency-doubling crystal.

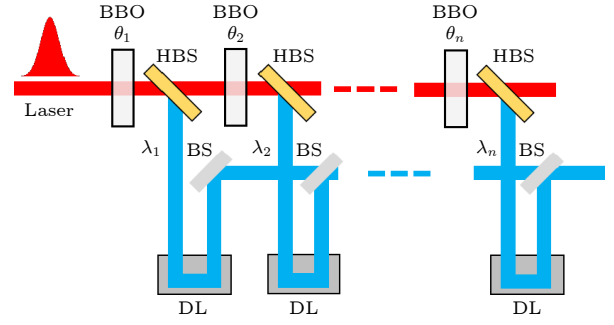


图 2 探针光产生装置原理图. HBS, 谐波分束器; DL, 延迟线; BS, 分束器

Fig. 2. Schematic of the optical probe generating device. HBS, harmonic beam splitter; DL, delay line; BS, beam splitter.

## 2.2 时间映射器

时间映射器由谐波分束器、延迟线和合束镜构成, 如图 2 所示. 用谐波分束器将倍频脉冲从基频脉冲中分离出来并导入各自独立的延迟线, 最后用合束镜使倍频脉冲序列在空间是共线, 这样就可以得到波长编码的全光学探针光. 探针光的时间分辨率  $\delta t$ 、帧间隔  $\Delta t$ 、时间窗口  $\Delta T$  分别满足关系式:

$$\delta t = \sqrt{\left(\frac{2\ln 2}{\pi c \delta \lambda} \lambda_0^2\right)^2 + (D_z \delta \lambda)^2}, \quad (7)$$

$$\Delta t_i = \sum_{i=1}^{n-1} t_{i+1} - t_i, \quad (8)$$

$$\Delta T = \sum_{i=1}^{n-1} \Delta t_i, \quad (9)$$

其中  $\delta \lambda$ ,  $\lambda_0$  分别为倍频脉冲的光谱带宽和中心波长;  $D_z$  为光学系统引入的色散量;  $n$  为倍频脉冲的个数;  $t_i$  为第  $i$  个倍频脉冲所处的时刻. 从 (7) 式可以看出, 探针光的时间分辨率由傅里叶极限变换脉宽和光学系统引入的色散展宽决定. 从 (8) 式可以看出, 时间窗口仅和每一束倍频序列脉冲所处的时刻相关, 与探针光的时间分辨率没有共同的因变量, 这保证了探针光的时间分辨率和时间窗口不会互相影响.

## 3 实验装置及结果

### 3.1 探针光产生的实验装置

为验证该探针光产生方案, 搭建了具有 3 束倍频脉冲的探针光装置. 用光谱仪、瞬态光栅频率分

辨光学快门<sup>[22]</sup> (transient-grating frequency-resolved optical gating, TG-FROG)、示波器分别对探针光的光谱、时间分辨率、最大时间窗口进行表征, 用探针光捕捉飞秒激光诱导的空气成丝的动力学过程来验证该探针光产生方案的可行性, 并具有时间窗口灵活可调的优点.

用神光 II 飞秒数拍瓦的光参量啁啾脉冲放大的前端作为实验光源<sup>[23]</sup>, 其中心波长为 820 nm, 光谱半高全宽为 40 nm, 脉宽为 40 fs, 能量为 35 mJ, 光斑的直径为 30 mm. 实验光路如图 3(a) 所示, 用分束镜将主激光分成泵浦脉冲和基频脉冲, 能量分别为 20 mJ 和 15 mJ. 基频脉冲先后经过 BBO1, BBO2, BBO3, 三块倍频晶体的厚度为 2 mm、口径为 8 mm, 晶体的相位匹配角分别为  $28.6^\circ$ ,  $28.3^\circ$ ,  $28.1^\circ$ , 理论产生的倍频脉冲的中心波长为 409, 413, 416 nm. 用谐波分束器将倍频脉冲序列从基频光中滤出并导入各自的延迟线, 延迟线由三个平移台组成, 每个平移台由一个粗调的平移台和一个精调的平移台组成, 可以实现 3 ns 的时间调节范

围, 时间调节精度为 66 fs. 在进行波长时间编码的时候, 将波长短的倍频脉冲放在时间前沿, 波长长的倍频脉冲放在时间后沿, 最后用反射镜和分束镜使得时间波长编码的倍频脉冲序列在空间上共线.

泵浦光被透镜 L1 ( $f = 50$  mm) 聚焦在空气中, 在空气中形成等离子体亮丝, 用探针光对空气成丝的动力学过程进行捕捉, 解码系统采用如图 3(b) 所示的装置, 装置由成像透镜 ( $f = 200$  mm)、衍射光学元件 DOE、干涉带通滤光片 IBPF 和 CCD 组成<sup>[24]</sup>, 能将不同中心波长的倍频脉冲映射到不同的空间位置. 当探针光经过等离子体区域的时候, 等离子体会使光束发生偏折, 从而形成阴影区, 用显微物镜 ( $10\times$ ) 和透镜将阴影区域成像到相机 (靶面大小:  $4096 \times 4096$ , 像元大小:  $9 \mu\text{m}$ ), 整个成像系统的放大倍率和视场分别为 17.9 和  $370 \times 930$ .

### 3.2 实验结果

用光谱仪对探针光产生装置的光谱进行表征, 结果如图 4(a) 所示, 三束倍频脉冲的中心波长分

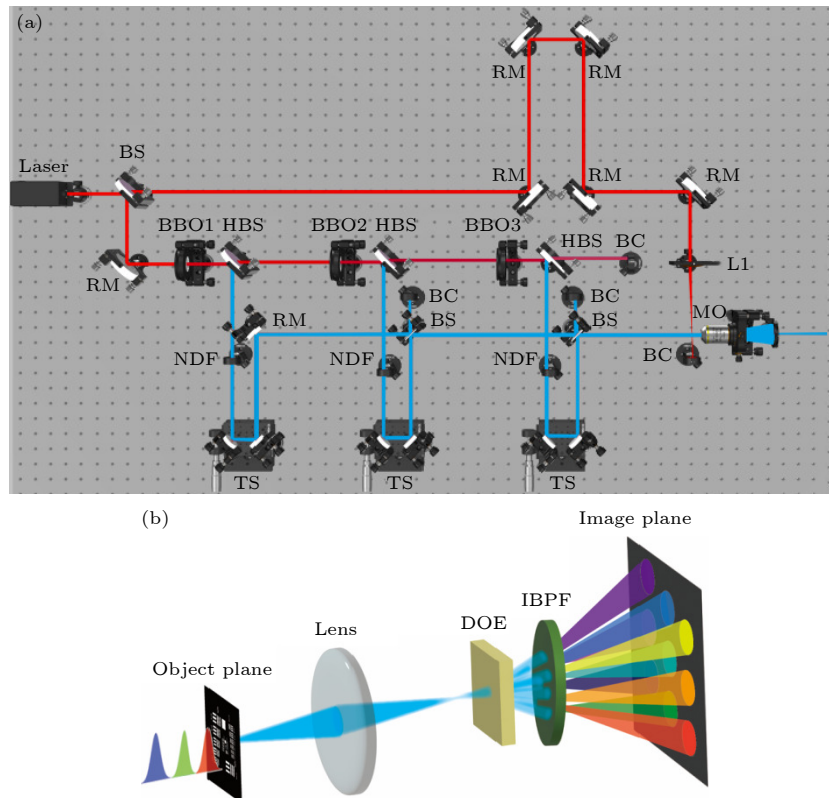


图 3 实验装置 (a) 探针光产生装置 (BS, 分束镜; RM, 反射镜; HBS, 谐波分束镜; NDF, 中性密度衰减片; TS, 平移台; BC, 光束收集器; L1, 透镜; MO, 显微物镜); (b) 解码装置原理图 (DOE, 衍射光学元件; IBPF, 干涉带通滤光片)

Fig. 3. Experimental setup: (a) Optical probe generating setup (BS, beam splitter; RM, reflecting mirror; HBS, harmonic beam splitter; NDF, neutral density filter; TS, translation stage; BC, beam collector; L1, lens; MO, microscope objective); (b) schematic of decoding device (DOE, diffractive optical element; IBPF, interference bandpass filter).

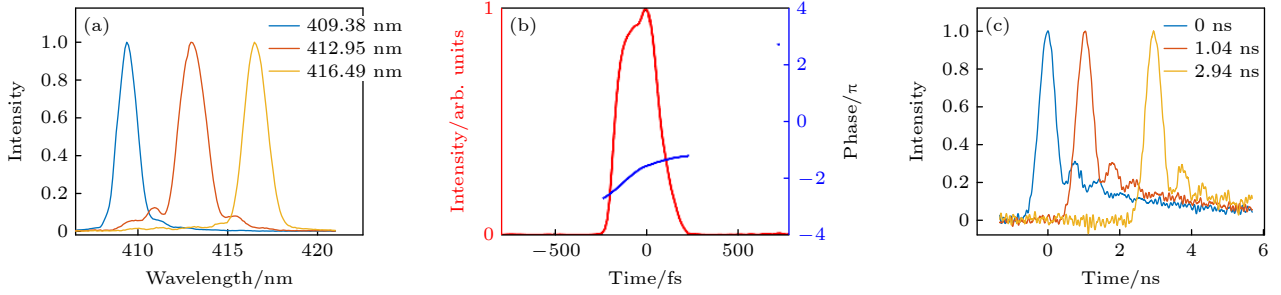


图 4 (a) 探针光的光谱; (b) 中心波长为 416.49 nm 的倍频光的时域信息; (c) 示波器测量的最大时间窗口

Fig. 4. (a) Spectra of the optical probe; (b) temporal information of the second harmonic with a central wavelength of 416.49 nm; (c) maximum time window measured by an oscilloscope.

别为 409.38, 412.95, 416.49 nm, 光谱的半高全宽分别为 1.27, 1.75, 1.49 nm, 其倍频序列的中心波长和理论中心波长略微有所差别, 这有可能是切割角的误差所致, 光谱结果表明, 可以用具有不同相位匹配角的倍频晶体来产生波长分辨的探针光. 图 4(b) 是中心波长为 416.49 nm 的倍频脉冲的时域信息, 红色曲线对应倍频脉冲的时间强度包络, 蓝色曲线代表倍频脉冲的时间相位信息, 倍频脉冲的脉宽为 247 fs, 这表明探针光装置的时间分辨率可以达到 247 fs, 最高帧率可达 4.05 Tf/s. 用示波器测量了探针光装置的最大时间窗口, 结果如图 4(c) 所示, 探针光装置的最大时间窗口可以达到 3 ns, 此时的帧间间隔分别为 1.04 ns 和 1.90 ns.

在捕捉飞秒激光诱导的空气成丝的动力学过程的实验中, 整个成像系统的空间分辨率为 4  $\mu\text{m}$ , 如图 5(a) 所示, 探针光的 3 帧分别放到 0.56 ps, 0.92 ps, 1.25 ps 时刻, 此时探针光的时间窗口为 1.25 ps, 帧间间隔分别为 0.36 ps 和 0.33 ps. 捕捉到的飞秒激光诱导空气成丝的中部和尾部的动力学过程如图 5(b) 和图 5(c) 所示. 在图 5(b) 中, 3 个时刻的等离子体通道的长度分别为 166, 274 和 369  $\mu\text{m}$ , 通过等离子体通道的长度和传播时间可以算出等离子体通道电离前沿的传播速度为  $(2.963 \pm 0.024) \times 10^8 \text{ m/s}$ , 这表示等离子体通道电离前沿以接近光速的速度进行传播, 这和理论相符 [25]. 图 5(c) 展示了不同发次下等离子体尾部的动力学过程, 在 0.56 ps 时, 四个发次的等离子体通道的状态很接近, 此时透镜的聚焦、自聚焦效应与等离子体散焦效应达到平衡, 等离子体通道前沿稳定的向前传播; 在 0.92 ps 时, 发次 3 的等离子体通道没有稳定地向前传播并开始分裂成多丝结构; 到 1.25 ps 时, 4 个发次的等离子体通道都已经

不能稳定地向前传播, 这是因为散焦效应大于自聚焦效应和透镜的聚焦, 四个发次的等离子体通道尾部的最终形态有很明显的区别, 发次 2 和发次 3 的等离子体通道尾部的发散度很大, 而发次 1 和发次 4 的发散度相对较小, 这些差别是由于激光系统的能量波动、光学系统的振动、外部环境的微扰等因素共同导致的, 这表明在单发次内捕捉超快现象的动力学过程的必要性. 以上结果表明该方法产生的探针光具有独立可调的时间窗口, 且时间窗口具有可以从亚皮秒到纳秒量级自由调节的优点, 也证明了该探针光具有在单发次内高时空分辨的捕捉超快动力学过程的能力.

## 4 讨论

### 4.1 时间分辨率和最大帧率

从实验中得到了时间分辨率为 247 fs、最大帧率为 4.05 THz 的探针光, 如果想实现更高的时间分辨率和更高的最大帧率, 可以通过改变倍频晶体的厚度来实现. 从 (7) 式可以看出, 探针光的时间分辨率和倍频脉冲的光谱带宽、中心波长有关, 倍频脉冲的光谱带宽又和倍频晶体的厚度  $d$  有关, 可以通过数值求解耦合波方程得到  $\delta\lambda$  和  $d$  之间的关系曲线, 如图 6(a) 中的红色曲线所示, 然后通过 (7) 式得到  $\delta t$  和  $d$  之间的关系曲线, 假设光学系统的色散量为零, 则其关系曲线如图 6(a) 中的蓝色曲线所示. 随着倍频晶体的厚度越来越薄, 探针光的时间分辨率越来越高, 当倍频晶体的厚度小于 0.4 mm 时, 倍频光的脉宽比基频光的脉宽更窄, 这是倍频效应的脉冲自压缩现象 [26], 当倍频晶体的厚度为 0.1 mm 时, 探针光的时间分辨率可以达到 28 fs, 探针光能达到的最大帧率为 35.7 THz.

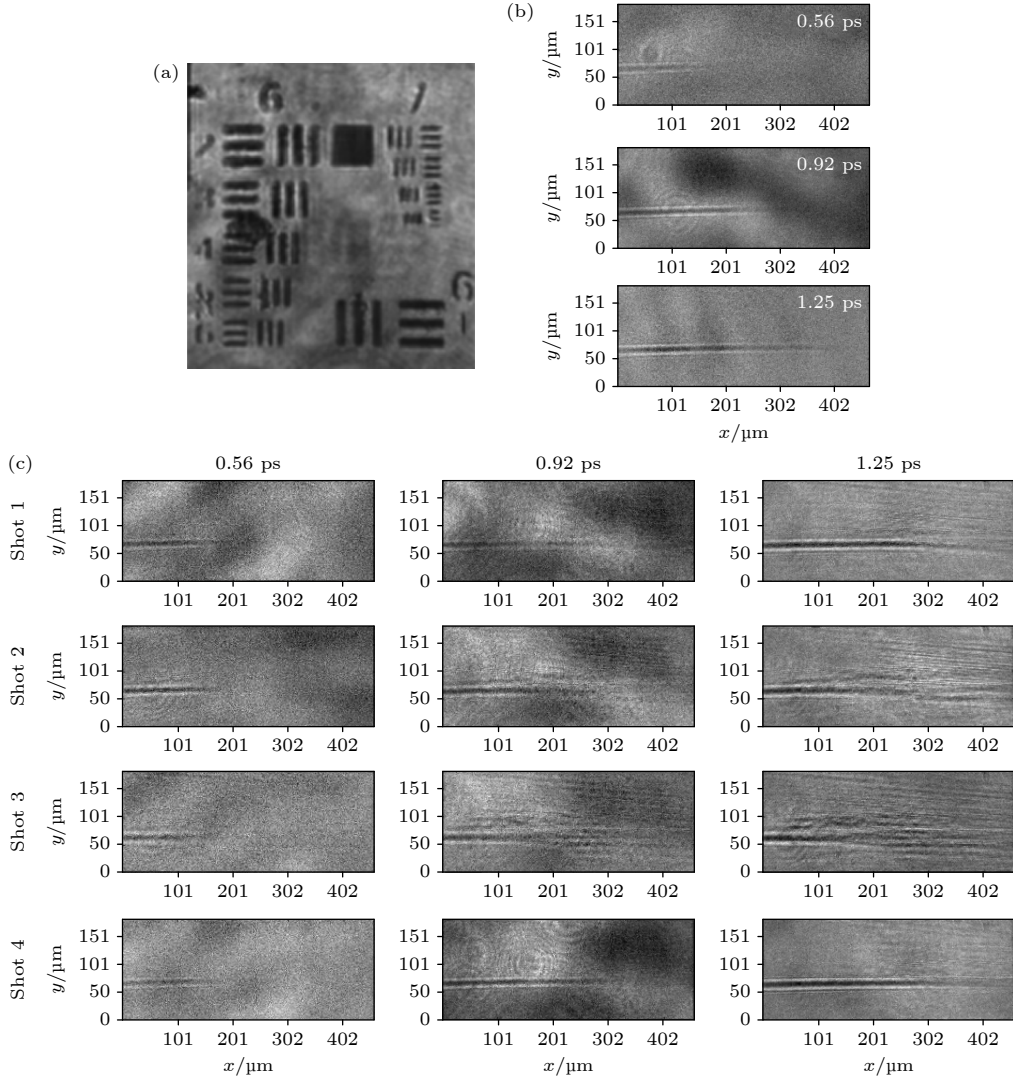


图 5 飞秒激光诱导空气成丝的动力学过程 (a) 成像系统的空间分辨率; (b) 等离子体通道中部的动力学过程; (c) 不同发次的等离子体通道尾部的动力学过程

Fig. 5. Dynamic process of femtosecond laser induced air filaments: (a) Spatial resolution of the imaging system; (b) dynamic process in the middle of the plasma channel; (c) dynamic process at the tail of the plasma channel on different shot.

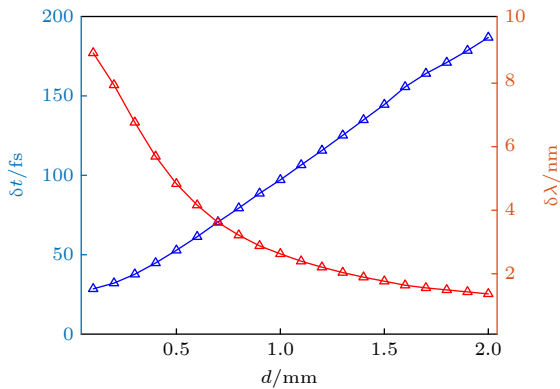


图 6 倍频脉冲的时间分辨率(蓝线)、光谱带宽(红线)和倍频晶体厚度的关系

Fig. 6. Relationship between temporal resolution (blue line), spectral bandwidth (red line) and thickness of frequency-doubling crystal.

## 4.2 帧数和时间窗口

实验中的探针光只展示了 3 帧, 但该探针光产生方案理论上是可以达到更高的帧数. 探针光的帧数与基频脉冲的光谱带宽  $\Delta\lambda$ 、倍频脉冲的光谱带宽  $\delta\lambda$  有关, 假设探针光中的倍频脉冲序列的光谱带宽一致, 则它们之间的关系为

$$n = \Delta\lambda / (2\delta\lambda). \quad (10)$$

从 (10) 式可以看出, 帧数和基频脉冲的光谱带宽成正比, 与倍频脉冲的光谱带宽成反比, 因此可以通过增加基频脉冲的光谱带宽和减小倍频脉冲的光谱带宽来增加帧数. 假设倍频脉冲的光谱带宽为 1.5 nm, 当基频脉冲的光谱带宽为 40, 80 和 120 nm 时, 最大帧数分别为 13, 26 和 39.

探针光的时间窗口可以根据超快事件的时间尺度自由的调节, 其能达到的最大时间窗口和延迟线的长度有关, 只要延迟线够长, 探针光的时间窗口可达几十个纳秒. 探针光的时间窗口过小会使得帧之间的信息严重重叠, 探针光的有效帧数将会降低, 为了保证每一帧都有效, 时间窗口需要满足:

$$\Delta T \geq \frac{\Delta\lambda}{2\delta\lambda}\delta t. \quad (11)$$

当 (11) 式取等号、 $\Delta\lambda$  取 40, 80 和 120 nm 时的关系曲线如图 7 所示, 在曲线处和曲线上方都可以保证最高的有效帧数, 在曲线处还可以保证高帧率. 对于飞秒和皮秒量级的超快事件, 可以通过图 7 来找到对应时间尺度的最佳探针光参数.

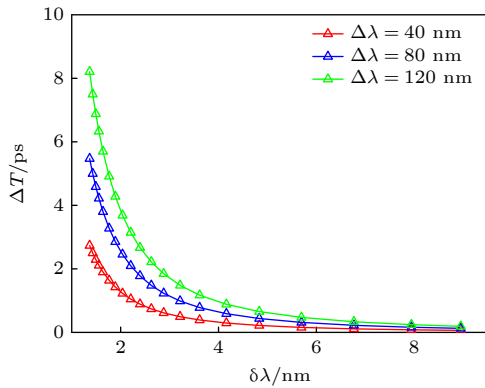


图 7 探针光的时间窗口和倍频脉冲的光谱带宽的关系  
Fig. 7. Relationship between optimum time window of optical probe and spectral bandwidth of the second harmonic.

### 4.3 不同应用场景的探针光最优参数

通过前面的讨论分析, 在基频光光谱带宽为 80 nm 的条件下, 表 1 列出了超高帧率、高帧率和高帧数、大时间窗口应用场景对应的探针光最优参数. 超高帧率应用场景的探针光具有很高的时间分辨率和帧率的优点, 可用捕捉飞秒时间尺度的超快动力学过程, 例如捕捉激光与气体相互作用的隧穿电离过程<sup>[27]</sup>. 高帧率和高帧数应用场景的探针光具有高时间分辨率、帧数和帧率的优点, 可用于捕捉皮秒时间尺度的超快动力学过程, 例如捕捉飞秒激光诱导的结构等离子体的膨胀演化过程<sup>[28]</sup>. 大时间窗口应用场景的探针光具有高时间分辨率、高帧数、时间窗口大的优点, 可用于捕捉百皮秒到纳秒量级的超快动力学过程, 例如捕捉激光和材料相互作用产生的冲击波的演化<sup>[29]</sup>.

表 1 不同场景中探针光的最优参数

Table 1. Optimal design of optical probe parameters in different scenarios.

场景需求	倍频晶体厚度/mm	时间分辨率/fs	帧数	帧率/GHz	时间窗口/ps
超高帧率	0.1	28	4	35700	0.112
高帧率和高帧数	2.0	186	26	5370	4.8
大时间窗口	2.0	186	26	2.6	10000

## 5 结 论

本文提出了一种高时空分辨波长编码的全光学探针产生方案, 并在实验上搭建了一套探针光产生装置, 实验结果表明该探针光装置的时间分辨率可达 247 fs, 空间分辨率可达 4  $\mu\text{m}$ , 时间窗口可以从亚皮秒量级到 3 ns 独立调节, 帧率可达 4.05 Tf/s, 具有高时空分辨率、高帧率、时间窗口可调范围广泛的优点. 该探针光产生装置的时间分辨率和时间窗口分别可以通过改变倍频晶体的厚度和延迟线的量进行独立的调节, 它们之间不存在相互制约. 用该探针在单次内捕获到等离子体通道中部和尾部的三维时空演化过程, 实验结果表明等离子体通道的电离前沿以  $(2.963 \pm 0.024) \times 10^8 \text{ m/s}$  的速度向前传播, 这和理论相符, 证明了将该探针光具有在单次内高时空分辨的捕捉超快动力学过程的能力. 该探针光产生装置具有很好的扩展性和通用性, 可以和任何波长解码的装置、衍射成像、全息成像、断层扫描等技术进行结合, 为捕捉复杂动力学过程提供一种可行的方案, 这将有利于深入地理解超快动力学的物理原理并加以利用.

## 参考文献

- [1] Buck A, Nicolai M, Schmid K, Sears C M S, Sävert A, Mikhailova J M, Krausz F, Kaluza M C, Veisz L 2011 *Nat. Phys.* **7** 543
- [2] Daido H, Nishiuchi M, Pirozhkov A S 2012 *Rep. Prog. Phys.* **75** 056401
- [3] Kodama R, Sentoku Y, Chen Z L, Kumar G R, Hatchett S P, Toyama Y, Cowan T E, Freeman R R, Fuchs J, Izawa Y, Key M H, Kitagawa Y, Kondo K, Matsuoka T, Nakamura H, Nakatsutsumi M, Norreys P A, Norimatsu T, Snively R A, Stephens R B, Tampo M, Tanaka K A, Yabuuchi T 2004 *Nature* **432** 1005
- [4] Kugland N L, Ryutov D D, Chang P Y, Drake R P, Fiksel G, Froula D H, Glenzer S H, Gregori G, Grosskopf M, Koenig M, Kuramitsu Y, Kuranz C, Levy M C, Liang E, Meinecke J, Miniati F, Morita T, Pelka A, Plechaty C, Presura R,

- Ravasio A, Remington B A, Reville B, Ross J S, Sakawa Y, Spitkovsky A, Takabe H, Park H S 2012 *Nat. Phys.* **8** 809
- [5] Labat M, Bielawski S, Loulergue A, Corde S, Couprie M E, Roussel E 2020 *New J. Phys.* **22** 013051
- [6] Phillips K C, Gandhi H H, Mazur E, Sundaram S K 2015 *Adv. Opt. Photonics* **7** 684
- [7] Irimiciuc S, Boidin R, Bulai G, Gurlui S, Nemec P, Nazabal V, Focsa C 2017 *Appl. Surf. Sci.* **418** 594
- [8] Wu J, Wei W, Yang Z, Li X 2014 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **42** 2586
- [9] Luna H, Kavanagh K D, Costello J T 2007 *J. Appl. Phys.* **101** 033302
- [10] Harvey-Thompson A J, Lebedev S V, Patankar S, Bland S N, Burdiak G, Chittenden J P, Colaitis A, De Grouchy P, Doyle H W, Hall G N, Khoory E, Hohenberger M, Pickworth L, Suzuki-Vidal F, Smith R A, Skidmore J, Suttle L, Swadling G F 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 145002
- [11] Matlis N H, Reed S, Bulanov S S, Chvykov V, Kalintchenko G, Matsuoka T, Rousseau P, Yanovsky V, Maksimchuk A, Kalmykov S, Shvets G, Downer M C 2006 *Nat. Phys.* **2** 749
- [12] Lu Y, Wong T T W, Chen F, Wang L D 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 193904
- [13] Nakagawa K, Iwasaki A, Oishi Y, Horisaki R, Tsukamoto A, Nakamura A, Hirose K, Liao H, Ushida T, Goda K, Kannari F, Sakuma I 2014 *Nat. Photonics* **8** 695
- [14] Sheinman M, Erramilli S, Ziegler L, Hong M K, Mertz J 2022 *Opt. Lett.* **47** 577
- [15] Li Z, Zgadzaj R, Wang X, Chang Y Y, Downer M C 2014 *Nat. Commun.* **5** 3085
- [16] Yeola S, Kuk D, Kim K Y 2017 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **35** 2822
- [17] Ehn A, Bood J, Li Z, Berrocal E, Alden M, Kristensson E 2017 *Light-Sci. Appl.* **6** e17045
- [18] Moon J, Yoon S, Lim Y S, Choi W 2022 *Opt. Express* **28** 4463
- [19] Inoue T, Matsunaka A, Funahashi A, Okuda T, Nishio K, Awatsuji Y 2019 *Opt. Lett.* **44** 2069
- [20] Davidson Z E, Gonzalez-Izquierdo B, Higginson A, Lancaster K L, Williamson S D R, King M, Farley D, Neely D, McKenna P, Gray R J 2019 *Opt. Express* **27** 4416
- [21] Kato K 1986 *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 1013
- [22] Nagy T, Simon P 2009 *Opt. Express* **17** 8144
- [23] Zhu J, Xie X, Sun M, Kang J, Yang Q, Guo A, Zhu H, Zhu P, Gao Q, Liang X, Cui Z, Yang S, Zhang C, Lin Z 2018 *High Power Laser Sci. Eng.* **6** e29
- [24] Gabolde P, Trebino R 2008 *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* **25** A25
- [25] Yu W, Sheng Z M, Feng X P, Xu Z H, Zhu J H, Wang G G 1993 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **26** 1141
- [26] Kim D W, Xiao G Y, Ma G B 1997 *Appl. Opt.* **36** 6788
- [27] Vogel A, Noack J, Hüttman G, Paltauf G 2005 *Appl. Phys. B* **81** 1015
- [28] Monchoce S, Kahaly S, Leblanc A, Videau L, Combis P, Reau F, Garzella D, D'Oliveira P, Martin P, Quere F 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 145008
- [29] Batani K, Aliverdiev A, Benocci R, Dezulian R, Amirova A, Krousky E, Pfeifer M, Skala J, Dudzak R, Nazarov W, Batani D 2021 *High Power Laser Sci. Eng.* **9** e47

# Wavelength encoded single-shot high-spatiotemporal resolution all-optical probe<sup>\*</sup>

Yi You-Jian<sup>1)2)</sup> Ding Fu-Cai<sup>1)2)</sup> Zhu Ping<sup>1)†</sup> Zhang Dong-Jun<sup>1)</sup>  
 Liang Xiao<sup>1)</sup> Sun Mei-Zhi<sup>1)</sup> Guo Ai-Lin<sup>1)</sup> Yang Qing-Wei<sup>1)</sup>  
 Kang Hai-Tao<sup>1)3)</sup> Yao Xiu-Yu<sup>1)2)</sup> Li Zhao-Liang<sup>1)4)</sup>  
 Xie Xing-Long<sup>1)</sup> Zhu Jian-Qiang<sup>1)‡</sup>

1) (*Key Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

2) (*Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*School of Physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*)

4) (*School of Optical-Electrical and Computer Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, China*)

( Received 4 May 2023; revised manuscript received 18 August 2023 )

## Abstract

The laser probe is one of the main techniques for capturing ultrafast dynamic processes and has extensive applications in fields such as plasma physics, photochemistry, and biomedical science. In this work, a time-wavelength encoded optical probe generation scheme is proposed, which uses cascaded frequency doubling crystals with different phase-matching angles and independent delay lines to achieve time-wavelength encoding. This method offers single-shot high-spatiotemporal resolution, high frame rate, and a wide range of adjustable time windows. The temporal resolution of the optical probe depends on the pulse width of the second harmonic, which can be adjusted by changing the phase-matching angle of the frequency-doubling crystal. The time window of the optical probe is only related to the change in the delay line, which can be adjusted by changing the length of the delay line. Therefore, the time resolution and time window of the optical probe are independent of each other. An optical probe generation system is constructed with 247 fs temporal resolution, 4  $\mu\text{m}$  spatial resolution, 4.05 THz maximal frame rate, and an adjustable time window from sub-picosecond to 3 ns. The three-dimensional spatiotemporal evolution process of plasma filaments is captured within a single shot by using the optical probe. The experimental results show that the ionization front of the plasma propagates forward at a velocity of  $(2.963 \pm 0.024) \times 10^8 \text{ m/s}$ , which is consistent with the theoretical prediction. This demonstrates the feasibility of using the probe for capturing ultrafast events. In the part of discussion, we analyze that the key parameters of the optical probe can reach a maximum frame rate of 35.7 THz, a maximum time resolution of 28 fs, and a time window range that can be adjusted from hundreds of femtoseconds to tens of nanoseconds. Finally, the optimal design parameters of the optical probe are given for different application scenarios. The optical probe generation scheme has good scalability and versatility, and can be combined with any wavelength decoding device, diffraction imaging, holographic imaging, tomography scanning, and other technologies. The high spatiotemporal resolution of the optical probe and the independent adjustability of its parameters provide a feasible solution for single-shot high spatiotemporal resolution captures of ultrafast dynamic processes on a multiple time scale.

**Keywords:** single-shot, time-wavelength encoding, high spatiotemporal resolution, all-optical probe

**PACS:** 06.60.Jn, 42.65.-k, 42.65.Re

**DOI:** 10.7498/aps.72.20230727

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12004403, 12074399, 12204500), the Chinese Academy of Sciences, China (Grant Nos. XDA25020105, 181231KYSB20170022, CXJJ-21S015), the Shanghai Committee of Science and Technology, China (Grant Nos. 22YF1455300, 20ZR1464400), and the Ministry of Science and Technology, China (Grant No. 2021YFE0116700).

† Corresponding author. E-mail: [zhp1990@siom.ac.cn](mailto:zhp1990@siom.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [jqzhu@mail.shcnc.ac.cn](mailto:jqzhu@mail.shcnc.ac.cn)



## 波长编码的单次高时空分辨全光学探针

易友建 丁福财 朱坪 张栋俊 梁潇 孙美智 郭爱林 杨庆伟 康海涛 姚修宇 李兆良 谢兴龙 朱健强

## Wavelength encoded single-shot high-spatiotemporal resolution all-optical probe

Yi You-Jian Ding Fu-Cai Zhu Ping Zhang Dong-Jun Liang Xiao Sun Mei-Zhi Guo Ai-Lin Yang  
Qing-Wei Kang Hai-Tao Yao Xiu-Yu Li Zhao-Liang Xie Xing-Long Zhu Jian-Qiang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 220602 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230727

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230727>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

#### 基于赝热光照明的单发光学散斑成像

Single-shot optical speckle imaging based on pseudothermal illumination

物理学报. 2019, 68(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181723>

#### 基于空间光调制器的非相干数字全息单次曝光研究

Single-shot incoherent digital holography based on spatial light modulator

物理学报. 2018, 67(6): 064202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172127>

#### 基于深度神经网络的时空编码磁共振成像超分辨率重建方法

Super-resolved reconstruction method for spatiotemporally encoded magnetic resonance imaging based on deep neural network

物理学报. 2022, 71(5): 058702 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211754>

#### 全光汤姆孙散射

All-optical Thomson scattering

物理学报. 2021, 70(8): 084104 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210319>

#### 基于超强耦合量子点-纳米机械振子系统的全光学质量传感

All-optical mass sensing based on ultra-strong coupling quantum dot-nanomechanical resonator system

物理学报. 2019, 68(24): 246302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190607>

#### 一种用于线粒体受激辐射损耗超分辨成像的新型探针

Study on a novel probe for stimulated emission depletion Super-resolution Imaging of Mitochondria

物理学报. 2020, 69(16): 168702 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200171>