

延迟双脉冲激光产生大气等离子体的实验研究*

刘可^{1)†} 易佑民²⁾ 李良波¹⁾

1) (安徽三联学院实验中心, 合肥 230601)

2) (安徽三联学院信息与通信技术系, 合肥 230601)

(2012年4月22日收到; 2012年6月1日收到修改稿)

利用马赫-曾德尔干涉仪获得了延迟双脉冲激光和三种单脉冲激光产生大气等离子体的时间序列干涉图, 得到了等离子体中心区域在不同时刻的电子密度. 把延迟双脉冲激光与三种单脉冲激光产生的等离子体电子密度进行比较的结果显示: 第二束光作用后的相同时刻, 延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度大于三种单脉冲激光产生的等离子体电子密度. 对注入相同能量的延迟双脉冲激光与单脉冲激光产生等离子体的电子密度时间变化进行理论分析的结果表明: 延迟双脉冲激光的第二束光与等离子体相互作用, 使得作用结束时等离子体的电子密度增加得很多, 进而造成了第二束光作用后延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度大于单脉冲激光产生的等离子体电子密度. 进一步的分析表明, 注入能量相同时延迟双脉冲激光有效延长了等离子体的存在时间.

关键词: 大气等离子体, 双脉冲激光, 电子密度

PACS: 52.70.-m, 52.27.Aj

1 引言

光致大气击穿现象在激光器发明之后不久就被发现, 此后很多学者对激光大气等离子体的击穿机理及其阈值特性进行了理论和实验研究^[1-3], 近年来对激光大气等离子体电子密度方面的研究有了新的进展. Hohreiter 等通过对激光大气等离子体光谱 Stark 展宽的分析得到了等离子体的电子密度, 并通过测量了等离子体对 532 nm 探测光的吸收率, 进而通过计算得到了等离子体的逆韧致吸收截面^[4]. 张宏超等利用干涉法获得了激光大气等离子体的时间序列干涉图, 通过快速傅里叶变换 (FFT) 和 Abel 逆变换重建了不同时刻激光等离子体电子密度的三维分布, 进而观察到了等离子体通道的形成, 并利用这一方法观察到了两个正在碰撞的激光大气等离子体在碰撞区域电子密度的增强^[5,6]. Schwarz 等对光致大气击穿过程的多光子电离和雪崩电离进行了理论分析, 针对不同作用光功率密度和不同压强下等离子体电子密度的

实验值, 通过计算得到了电子连续性方程的多光子电离系数^[7]. Thiyagarajan 等提出了局部热力学平衡 (LTE) 条件下激光大气等离子体衰变过程中电子密度随时间变化的理论模型, 并进行了实验验证, 理论分析结果表明, 等离子体衰变过程中三体复合和两体复合是电子密度随时间逐渐减少的主要损失机理^[8]. 但目前关于延迟双脉冲激光产生大气等离子体电子密度的研究尚未见到报道.

本文利用实验获得的延迟双脉冲激光和三种单脉冲激光产生大气等离子体的时间序列干涉图, 得到了其中等离子体中心区域电子密度的平均值. 对延迟双脉冲激光与三种单脉冲激光产生的等离子体电子密度进行了比较和分析, 并对延迟双脉冲激光产生等离子体电子密度大于单脉冲激光产生等离子体电子密度的现象进行了解释.

2 实验装置及过程

实验装置如图 1 所示, 调 Q-Nd:YAG 激光器 (Continuum, model Surelite II) 输出波长

* 安徽三联学院科研基金资助的课题.

† E-mail: liu791018@126.com

为 1064 nm, 脉宽为 10 ns, 光束直径为 6 mm. 激光器输出基频脉冲光束首先通过 KDP 倍频晶体倍频, 其倍频效率约为 15%, 然后利用二向色分光镜将倍频光 ($\lambda = 532$ nm) 和基频光 ($\lambda' = 1064$ nm) 分离. 倍频光作为探测光对等离子体进行诊断. 基频激光束通过半波片、偏振分光镜后被分为两束, 第一束光通过焦距为 100 mm 的平凸透镜 (L_3) 后, 聚焦击穿空气以产生等离子体; 第二束光经过反射镜 M_4, M_5, M_8, M_9 组成的延迟光路, 然后通过焦距为 80 mm 的平凸透镜 (L_4) 后作用在等离子体中, 通过调节 L_4 的位置可以使第二束光作用在等离子体中心区域. 两束光的夹角小于 5° . 旋转半波片可以对两束光的能量进行连续调节. 从偏振分光镜经 M_3, M_6, M_7, L_3 到等离子体是第一束光的光程, 从偏振分光镜经 M_4, M_5, M_8, M_9, L_4 到等离子体是第二束光的光程. 利用标准毫米刻度尺可以测量第二束光和第一束光的光程, 进而得到两束光的光程

差为 9 m, 由此确定第二束光和第一束光之间的延迟时间为 30 ns.

探测光通过反射镜 M_1 和 M_2 组成的延迟光路, 然后经过空间滤波器进入马赫-曾德尔干涉仪. 空间滤波器滤波后可提高干涉图的质量. 以第一束光与探测光之间的延迟时间为探测光延迟时间. 通过调节 M_1 和 M_2 的位置, 可以使探测光延迟时间在 100 ns 以内连续变化. 马赫-曾德尔干涉仪将探测光分成光强相等的两束, 一束垂直于作用光方向穿过激光等离子体区域, 另外一束作为参考光, 两者相干形成的干涉条纹携带了激光等离子体的折射率信息. 接收系统由焦距为 100 mm 的消色差成像透镜 (L_5), 532 nm 干涉滤光片和 CCD 组成. CCD 与电脑相连, 显示拍摄到的干涉图并自动存入电脑硬盘. 干涉滤光片用来消除等离子体闪光和杂散光的影响, 提高干涉图的对比度.

图 2 是实验获得的延迟双脉冲激光产生大气

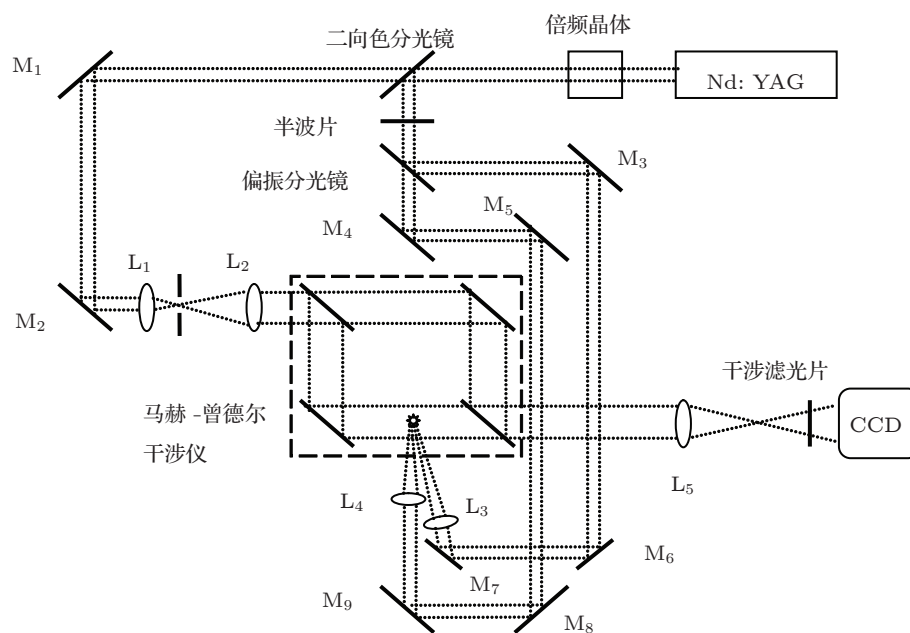


图 1 干涉法测量延迟双脉冲激光产生的等离子体实验装置示意图

等离子体的时间序列干涉图, 其中第一束光能量为 30 mJ, 第二束光能量为 25 mJ. 图 3 是挡住第二束光而只有能量为 55 mJ 的第一束光通过 L_3 聚焦产生大气等离子体的时间序列干涉图. 图 4 是挡住第二束光而只有能量为 30 mJ 的第一束光通过 L_3 聚焦产生大气等离子体的时间序列干涉图. 图 5 是挡住第一束光而只有能量为 25 mJ 的第二束光通过 L_4 聚焦产生大气等离子体的时间序列干涉图.

等离子体尺寸的确定可以通过对阴影图的处理获得. 从二向色分光镜经 M_1, M_2, M_7, L_1, L_2 , 干涉仪的半透半反镜, 全反镜到等离子体是第一束光的光程, 从二向色分光镜经半波片, 偏振分光镜, M_4, M_5, M_8, M_9, L_4 到等离子体是探测光的光程. 利用标准毫米刻度尺可以测量第一束光和探测光的光程, 进而得到两束光的光程差分别为 2.1, 4.5, 7.5, 10.5, 13.5, 18, 20.4, 23.4, 26.4 m, 由此确定第一束光

和探测光之间的延迟时间分别为 7, 15, 25, 35, 45, 60, 68, 78, 88 ns.

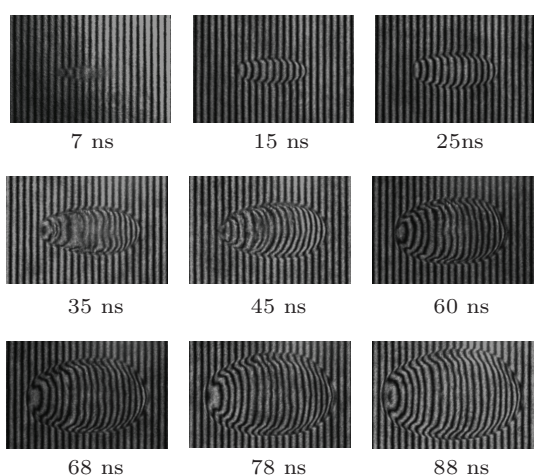


图 2 延迟双脉冲激光产生等离子体的时间序列干涉图(激光从右向左射入, 第一束光能量为 30 mJ, 第二束光能量为 25 mJ, 图的尺寸为 1.0 mm × 1.55 mm. 图下为探测光延迟时间)

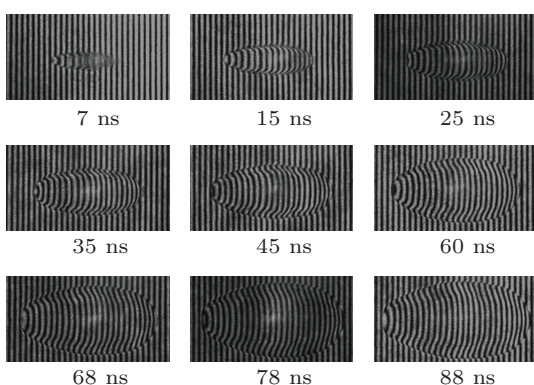


图 3 激光等离子体时间序列干涉图(激光(第一束光)从右向左射入, 激光能量为 55 mJ, 图的尺寸为 1.0 mm × 1.91 mm. 图下为探测光延迟时间)

3 实验结果的处理

对干涉图进行条纹细化可以提取干涉条纹偏移量. 从图 2 至图 5 可以看出, 激光等离子体具有明显的轴对称结构, 利用 Abel 逆变换, 就可以得到等离子体的折射率分布^[9], 即

$$n(r) - n_0 = -\frac{\lambda}{\pi} \int_r^R \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \frac{d\delta(x)}{dx}, \quad (1)$$

式中, n 为等离子体折射率, n_0 为环境气体折射率(这里取 $n_0 = 1.0003$ ^[5]), λ 为探测光波长, x 为激光入射方向, r 为激光等离子体的径向方向, $\delta(x)$ 为干涉条纹偏移量, R 为等离子体对称轴至冲击波

波面的距离. 通过条纹细化得到的 $\delta(x)$ 是一系列离散的数据, 对其进行拟合后可以得到等离子体折射率的径向分布.

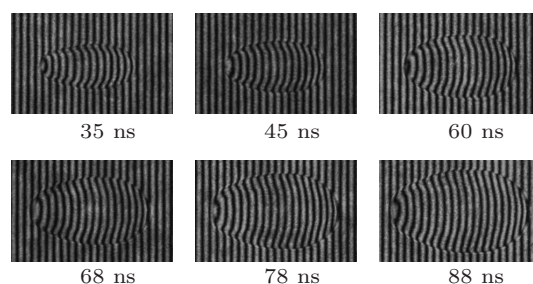


图 4 激光等离子体时间序列干涉图(激光(第一束光)从右向左射入, 激光能量为 30 mJ, 图的尺寸为 0.91 mm × 1.45 mm. 图下为探测光延迟时间)

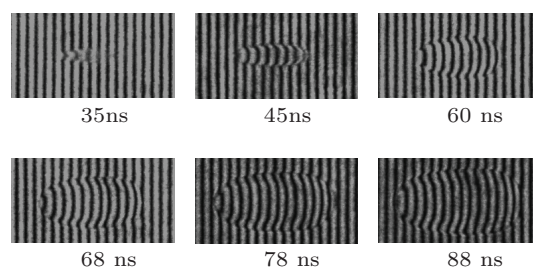


图 5 激光等离子体时间序列干涉图(激光(第二束光)从右向左射入, 激光能量为 25 mJ, 图的尺寸为 0.64 mm × 1.18 mm, 图下为探测光延迟时间)

电子密度较高时干涉条纹的偏移主要由等离子体电子密度决定^[5], 即

$$N_e = -\frac{8\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2}{e^2 \lambda^2} [(n - n_0) + (n_0 - 1)], \quad (2)$$

式中, e 是电子电量, m_e 是电子质量, ϵ_0 是真空电容率, c 是真空中光速. 要得到等离子体的电子密度分布, 首先需要通过区域分割获得等离子体区域, 然后再利用(2)式计算激光等离子体的电子密度.

等离子体膨胀速度过快导致了图 2 中延迟时间为 7 ns 和 35 ns、图 3 中延迟时间为 7 ns、图 5 中延迟时间为 35 ns 的干涉条纹图的模糊^[8]. 我们通过对图 2 至图 5 中的干涉图进行条纹细化并提取干涉条纹偏移量, 然后利用(1)式和(2)式计算图 2 至图 5 所示的等离子体场中轴长为 0.2 mm、半径为 0.02 mm 的圆柱形中心区域电子密度的平均值及其测量误差, 并把延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度与三种单脉冲激光产生的等离子体电子密度进行了比较, 结果如图 6 所示. 从图 6 可以看出, 45 ns 后在相同时刻延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度高于三种单脉冲激光产生的等离子体电子密度.

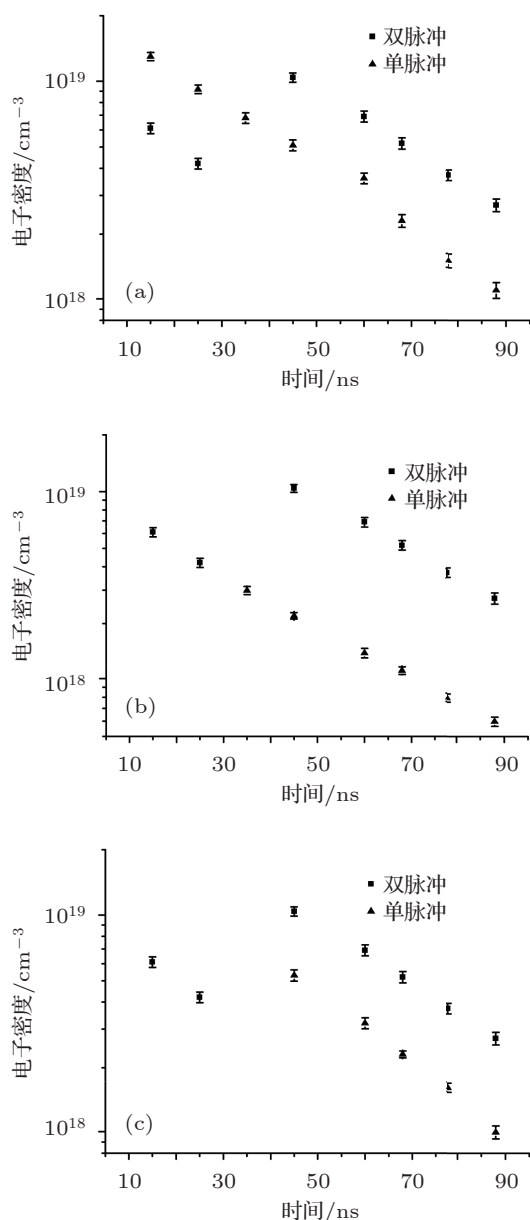


图6 延迟双脉冲激光与单脉冲激光产生的等离子体电子密度的比较 (a) 单脉冲激光(第一束光)能量为 55 mJ; (b) 单脉冲激光(第一束光)能量为 30 mJ; (c) 单脉冲激光(第二束光)能量为 25 mJ

采用二维 FFT 分析法对干涉图进行处理可以重建等离子体冲击波波面. 我们采用二维 FFT 分析法对图 2 至图 4 中可处理的干涉图进行波面重建^[6], 获得了 30 mJ 单脉冲激光、55 mJ 单脉冲激光和延迟双脉冲激光产生等离子体在不同时刻的冲击波波面. 利用不同时刻的等离子体冲击波波面可以获得不同时刻等离子体冲击波的轴向和中心径向位移, 对两个方向的位移进行平均后进而获得不同时刻等离子体冲击波的位移. 通过对不同时刻的冲击波位移进行多次曲线拟合和求导, 我们获得

了 55 mJ 单脉冲激光与延迟双脉冲激光产生等离子体在 15—88 ns 时不同时刻的冲击波波速的平均值及其测量误差. 利用冲击波波速可以获得等离子体波后电子温度 T_e ^[10], 不同时刻的等离子体电子温度及其测量误差如图 7 所示. 从图 7 可以看出, 45 ns 后在相同时刻延迟双脉冲激光产生的等离子体电子温度高于 55 mJ 单脉冲激光产生的等离子体电子温度.

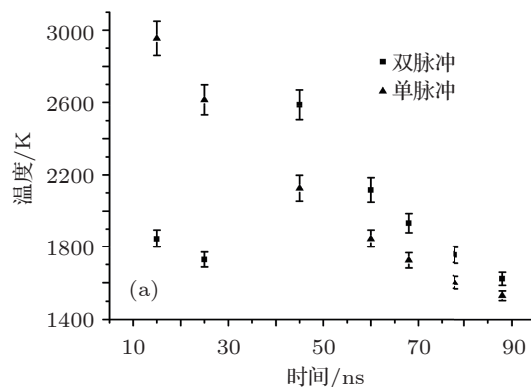


图7 延迟双脉冲激光与 55 mJ 单脉冲激光产生的等离子体电子温度的比较

4 分析和讨论

对于图 4 和图 5 所示的单脉冲激光产生等离子体, 注入激光能量分别为 30 mJ 和 25 mJ, 小于延迟双脉冲激光的总注入能量 55 mJ. 由于注入激光能量不同而导致 45 ns 后在相同时刻延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度大于总能量为 30 mJ 的激光束产生的等离子体电子密度, 也大于总能量为 25 mJ 的激光束产生的等离子体电子密度, 符合能量守恒原则, 因而下文不再进行比较. 但由图 6(a) 可以看出, 激光作用 45 ns 后总能量为 55 mJ 的延迟双脉冲激光和 55 mJ 单脉冲激光产生的等离子体电子密度亦不相同, 下面对这一实验现象进行分析.

延迟双脉冲激光产生的等离子体经历了四个阶段: 第一束光击穿空气产生等离子体, 随后等离子体产生第一次衰变, 第二束光与等离子体相互作用使电子密度进一步增加, 随后等离子体产生第二次衰变. 而能量同样为 55 mJ 的单脉冲激光产生的等离子体经历了两个阶段: 激光束击穿空气产生等离子体, 随后等离子体直接进行衰变.

5 ns 前延迟双脉冲激光的第一束光和 55 mJ 单脉冲激光聚焦后击穿大气产生等离子体. 电子密

度 N_e 是时间 t 的函数, 因此电子密度 N_e 可表示为 $N_e(t)$. 对于纳秒脉冲激光在光致大气击穿过程中雪崩电离占主导地位^[11], 雪崩电离决定的电子密度增长速率为^[1]

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = \nu_i N_e(t). \quad (3)$$

式中 ν_i 为雪崩电离系数, ν_i 与作用光光强成正比. 55 mJ 单脉冲激光和延迟双脉冲激光的第一束光, 激光脉宽相同并作用在同一聚焦区域中, 因此能量较大的 55 mJ 单脉冲激光作用时光强较大. 由 (3) 式可知 55 mJ 单脉冲激光作用时 ν_i 较大, 作用结束时产生等离子体的电子密度也较大. 图 6(a) 中两个等离子体 15 ns 时的电子密度说明了这一差别.

5—25 ns 时等离子体进入衰变时期, 两个等离子体电子密度同时逐渐减小. 等离子体衰变时期电子密度的损失机理主要是复合损失^[12]. 对于实验中 55 mJ 单脉冲激光和延迟双脉冲激光产生等离子体的衰变过程, 根据图 6(a) 可知 $N_e(t) > 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 因此局部热力学平衡 (LTE) 假设成立^[13]. 此时 $N_e(t)$ 的时间变化过程可以用电子密度演化方程来描述^[12],

$$\frac{dN_e(t)}{dt} = -\alpha_r [N_e(t)]^2, \quad (4)$$

式中碰撞复合系数 α_r 可近似为常数. 由 (4) 式可知, 电子密度的平方和其衰减速率成正比. 由此可见, 5—25 ns 时的相同时刻, 55 mJ 单脉冲激光产生等离子体的电子密度大于延迟双脉冲激光产生等离子体的电子密度. 使得 55 mJ 单脉冲激光产生等离子体的电子密度衰减速率大于延迟双脉冲激光产生等离子体的电子密度衰减速率, 进而使得 5—25 ns 时 55 mJ 单脉冲激光产生的等离子体电子密度下降得更多. 图 6(a) 中两个等离子体在 15—25 ns 时电子密度的变化情况与上述分析结果一致.

25—35 ns 时 55 mJ 单脉冲激光产生的等离子体继续进行衰变, 其电子密度继续减小. 而此时第二束光与等离子体的相互作用使延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度再一次增加, 如图 6(a) 所示. 激光与等离子体相互作用时, 等离子体通过多种机理吸收在其中传播的激光束能量, 使自己的温度升高, 电离度增大. 吸收激光能量的机理主要有两种: 正常吸收和反常吸收^[14]. 正常吸收就是逆韧致吸收, 是指处在激光电场中的电子被激励发生高频振荡, 并且以一定概率与粒子相碰撞, 把能量交给比较重的粒子, 从而使等离子体升温并产生自

由电子. 反常吸收是指激光能量通过各种非碰撞机理部分地转化为等离子体波的能量, 再通过朗道阻尼、波破或其他耗散机理把波的能量转化为等离子体无规则运动的能量进而产生自由电子. 反常吸收包括共振吸收和各种非线性参量不稳定吸收等, 但目前还没有确定的公式来进行计算, 所以本文只考虑逆韧致吸收机理. 与逆韧致吸收相对应的电离机理为雪崩电离, 此时 $N_e(t)$ 的时间变化过程可以用 (3) 式来描述. 由 (3) 式可知延迟双脉冲激光的第二束光开始作用时 N_e 很大, 使得其作用时的电子密度增长速率很大, 进而使得其作用结束时等离子体的电子密度增加得很多. 根据图 6(a) 可知, 延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度在 25—45 ns 时由 $4.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 增加到 $10.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 增加了 $6.2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 并在 45 ns 时超过了 55 mJ 单脉冲激光产生的等离子体电子密度 $5.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, 与上述分析结果一致.

35—88 ns 时 55 mJ 单脉冲激光产生的等离子体电子密度继续减小. 此时延迟双脉冲激光产生的等离子体进入第二次衰变时期, 电子密度再一次减小. 由图 6(a) 可知, 35—88 ns 时在相同时刻延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度较大, 并且两个等离子体的电子密度逐渐接近. 这一实验现象与 (4) 式表示的电子密度和其衰减速率之间的关系一致.

由以上的分析可知, 55 mJ 单脉冲激光产生的等离子体与延迟双脉冲激光产生的等离子体相比, 虽然两种情况下注入激光能量相同, 由于 25—35 ns 时延迟双脉冲激光的第二束光与等离子体相互作用, 使得其作用结束时等离子体的电子密度增加得很多, 进而造成了 35—88 ns 时在相同时刻延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度较大.

对于总注入能量相同的延迟双脉冲激光和单脉冲激光, 由 (3) 式可知延迟双脉冲激光的第一束光和单脉冲激光作用结束时单脉冲激光产生的等离子体电子密度大于延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度. 大气击穿过程结束后两个等离子体开始衰变, 电子密度逐渐降低. 由于大气击穿过程结束时单脉冲激光产生的等离子体电子密度较大, 根据 (4) 式可知大气击穿过程结束后在相同时刻单脉冲激光产生的等离子体电子密度较大, 其电子密度衰减速率也较大, 在相同时刻两个等离子体电子密度随时间逐渐接近. 延迟双脉冲激光的第二束光与等离子体相互作用发生后其电子密度再一次

升高, 由于此时雪崩电离的初始电子密度较大, 根据 (3) 式可知延迟双脉冲激光的第二束光作用结束时电子密度有较大增长, 并超过在相同时刻单脉冲激光产生的等离子体电子密度. 延迟双脉冲激光的第二束光作用结束时其等离子体电子密度大于单脉冲激光产生的等离子体电子密度, 因此由 (4) 式可知第二束光作用结束后的相同时刻, 延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度大于单脉冲激光产生的等离子体电子密度, 两个等离子体电子密度随时间逐渐接近. 由此可见, 注入能量相同时延迟双脉冲激光有效延长了等离子体的存在时间.

5 结论

利用实验获得的延迟双脉冲激光和三种单脉

冲激光产生大气等离子体的时间序列干涉图, 得到了其中等离子体中心区域电子密度的平均值. 把延迟双脉冲激光和三种单脉冲激光产生的等离子体电子密度进行比较后表明: 第二束光作用后的相同时刻, 延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度大于三种单脉冲激光产生的等离子体电子密度. 对注入能量相同的延迟双脉冲激光与单脉冲激光产生等离子体的电子密度进行分析后表明: 延迟双脉冲激光的第二束光与等离子体相互作用, 使得作用结束时等离子体的电子密度增加得很多, 进而造成了第二束光作用后延迟双脉冲激光产生的等离子体电子密度大于单脉冲激光产生的等离子体电子密度. 进一步的分析表明, 注入能量相同时延迟双脉冲激光有效延长了等离子体的存在时间.

-
- [1] Chan C H, Moody C D, McKnight W B 1973 *J. Appl. Phys.* **44** 1179
- [2] Williams W E, Soileau M J, Stryland E W V 1983 *Appl. Phys. Lett.* **43** 352
- [3] Tambay R, Thareja R K 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 2890
- [4] Hohreiter V, Carranza J E, Hahn D W 2004 *Spectrochimica Acta Part B* **59** 327
- [5] Zhang H, Lu J, Ni X 2009 *J. Appl. Phys.* **106** 063308
- [6] Zhang H C, Lu J, Ni X W 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4034 (in Chinese) [张宏超, 陆建, 倪晓武 2009 物理学报 **58** 4034]
- [7] Schwarz J, Rambo P, Diels J C 2001 *Appl. Phys. B* **72** 343
- [8] Thiyagarajan M, Scharer J 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 013303
- [9] Lu J, Ni X W, He A Z 1996 *Physic of laser and material interaction* (Beijing: JiXie GongYe Press) p87 (in Chinese) [陆建倪晓武 贺安之. 1996 激光与材料相互作用物理学 (北京: 机械工业出版社) 第 87 页].
- [10] Thiyagarajan M, Scharer J E 2008 *IEEE Transactions on Plasma Science* **36** 2512
- [11] Soubacq S, Pignolet P, Schall E, Batina J 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2686
- [12] Tang X S, Li C Y, Zhu G L, Ji X H, Feng E Y, Zhang W J, Cui Z F 2004 *Chinese Journal of Lasers* **31** 687 (in Chinese) [唐晓闫, 李春燕, 朱光来, 季学韩, 凤尔银, 张为俊, 崔执凤 2004 中国激光 **31** 687]
- [13] Laux C O, Spence T G, Kruger C H, Zare R N 2003 *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** 125
- [14] Tong H F, Tang Z P 2008 *Chinese Journal of High Pressure Physics* **22** 143 (in Chinese) [童慧峰, 唐志平 2008 高压物理学报 **22** 143]

Experimental investigation of delayed double pulse laser produced plasma in air*

Liu Ke^{1)†} Yi You-Min²⁾ Li Liang-Bo¹⁾

1) (*Experiment Center, Anhui Sanlian University, Hefei 230601, China*)

2) (*Department of Information and Communication Technology, Anhui Sanlian University, Hefei 230601 China*)

(Received 22 April 2012; revised manuscript received 1 June 2012)

Abstract

By using Mach-Zehnder interferometer, we gain time series interference patterns of delayed double pulse laser and three-monopulse laser produced air plasmas. And then we gain electron density values in the centre of plasma region at different moments. We compare electron density values of the plasmas produced, respectively, by delayed double pulse laser and three-monopulse laser. The results show that the electron density of the plasma produced by the delayed double pulse laser is greater than by the three-monopulse laser at the same time after the second laser effects. The electron density time change processes of the plasma produced by delayed double pulse laser and monopulse laser of the same injection energy are analyzed theoretically. The analysis results show that when the same laser energy is injected, the delayed double pulse method can increase the plasma existing time effectively.

Keywords: air plasma, double pulse lasers, electron density

PACS: 52.70.-m, 52.27.Aj

* Project supported by the Scientific Research Fund of Anhui Sanlian University.

† E-mail: liu791018@126.com