

纳秒激光脉冲在空气中聚焦的临界 自由电子密度问题^{*}

韩敬华^{1)†} 冯国英^{1)†} 杨李茗²⁾ 张秋慧¹⁾ 贾俊¹⁾
李刚¹⁾ 朱启华²⁾ 周寿桓¹⁾

1) 四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2007 年 9 月 17 日收到, 2008 年 4 月 24 日收到修改稿)

实验研究了高功率纳秒量级激光脉冲在空气中聚焦时的能量透过率随输入激光脉冲能量变化的规律, 发现在纳秒激光脉冲聚焦半径相同的情况下, 激光脉冲的能量透过率随入射激光脉冲能量的变化可分为三种情况: 当入射激光脉冲能量较低时, 激光脉冲能量全部通过; 当入射激光脉冲能量增大后, 激光脉冲的能量透过率由近 100% 迅速减小; 当入射激光脉冲的能量进一步增加时, 激光脉冲的能量透过率继续缓慢变小. 用临界自由电子密度以及所对应的临界时间点对上述实验现象进行了理论分析得到了如下结论: 当自由电子密度未达到临界自由电子密度时, 多光子电离过程起主要作用, 而当自由电子密度超过临界自由电子密度后, 逆韧致吸收过程起主要作用, 临界时间点是入射激光脉冲与空气作用过程中自由电子密度达到临界自由电子密度的时刻. 入射激光脉冲能量决定了临界时间点在脉冲作用时间上的位置, 临界时间点的位 置决定了激光脉冲的能量透过率. 可以通过测量激光脉冲的能量透过率来计算出临界自由电子密度, 从而确定出激光脉冲在空气中聚焦时的能量透过特性.

关键词: 临界自由电子密度, 临界时间点, 多光子电离, 逆韧致吸收

PACC: 4225B, 5240D

1. 引 言

强激光在空气中传输引起的等离子体增加以及击穿等现象有很多的应用价值, 如红外激光雷达、激光遥感、激光等离子体火箭推进技术等^[1, 2]. 激光脉冲聚焦到气体中产生的击穿现象, 早在 1963 年就被观测到并随之被研究^[3-5]. 能量足够大的激光脉冲聚焦通过空气时, 气体会被击穿产生等离子体, 强烈吸收激光能量, 使得透明的气体介质突然变得不透明, 从而对激光脉冲的传输也产生影响. 对激光激发空气等离子体的特性及激光传输规律的研究, 主要有以下几个方面: 激光产生等离子体, 相应的理论有多光子电离理论和在此基础上的雪崩电离理论^[5-8]; 等离子体的特性研究, 电子密度、等离子体的冲击波 (shock wave) 等的产生和演化过程^[9-11]; 激

光等离子体与激光相互作用规律的研究^[4, 12]. 在强激光与空气的相互作用过程中, 激光的波长、脉宽、能量等参量会影响到等离子体的自由电子密度、等离子体温度和辐射光谱、击穿范围等参量^[13-15]. 反之, 激光所产生的等离子体的自由电子密度、能量密度等参量对激光的透过率等有极大的影响, 如 ICF 激光驱动器中激光产生等离子体而引发的堵孔现象等. 因此, 研究激光在等离子体中的能量吸收和透过特性有实际应用价值.

本文首先从实验出发研究了在固定脉宽的情况下, 纳秒激光脉冲能量透过率随输入脉冲能量变化的规律, 又针对激光所产生的等离子体对激光的反作用提出了用多光子过程和逆韧致吸收过程来解释这一现象, 建立相应的理论模型, 提出用测量激光透过率变化曲线的方法来测量介质的临界自由电子密度.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10676023)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: guoying_feng@yahoo.com.cn

2. 激光能量透过量 and 吸收量的实验研究

2.1. 实验装置和参数

为了研究入射激光脉冲的透过率随入射激光脉冲能量变化的规律,我们采用如图 1 所示的实验装置.用 He-Ne 激光器准直整个光路,用凸透镜将激光光束在空气中聚焦.透射激光脉冲经分光镜(透射与反射的能量比为 8:2)反射后再经过衰减片到达能量计.凸透镜焦距为 10 cm,衰减片的能量透过率为 10%.实验中所采用的激光器为镭宝公司的 SGR-10 固体脉冲激光器,其输出的激光脉冲为高斯脉冲,波长为 1064 nm,脉宽为 10 ns,光斑半径约为 0.5 cm,输出能量的稳定度小于等于 3%.能量计为 Ophir 公司的 PE25 能量计,测量精度可以达到 $\pm 3\%$,其能量测量范围为 200 μJ —10 J,测量信号可以输入计算机.实验中每一组数据测量 10 次,取平均值.

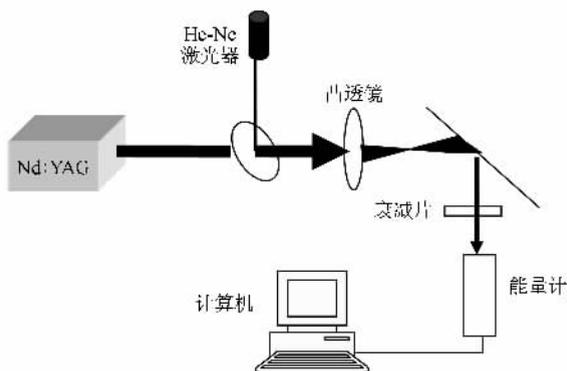


图 1 激光击穿实验装置

2.2. 实验结果

实验测得激光脉冲的透过能量和能量透过率随入射激光脉冲能量变化的曲线分别如图 2 和 3 所示.

由实验结果可知,当入射激光脉冲能量较小时,激光能量基本完全通过.当在接近击穿阈值附近时,空气对激光脉冲的能量吸收很不稳定,有时会观察到激光聚焦位置有等离子体闪光出现,说明空气被击穿.在这个输入激光脉冲能量范围内,当空气不发生击穿时,激光脉冲能量几乎完全透过,而发生击穿时,透过能量会大大降低.随着激光能量的进一步增加,空气击穿的概率会增加,当增大到大于 60 mJ 时,空气在每次脉冲作用下都会发生击穿,此时激光脉冲的透过能量和能量透过率迅速减小,在一个较

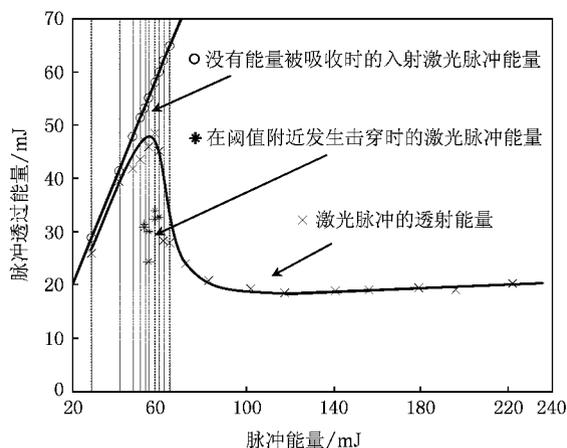


图 2 激光脉冲的透过能量随入射激光脉冲能量变化的曲线

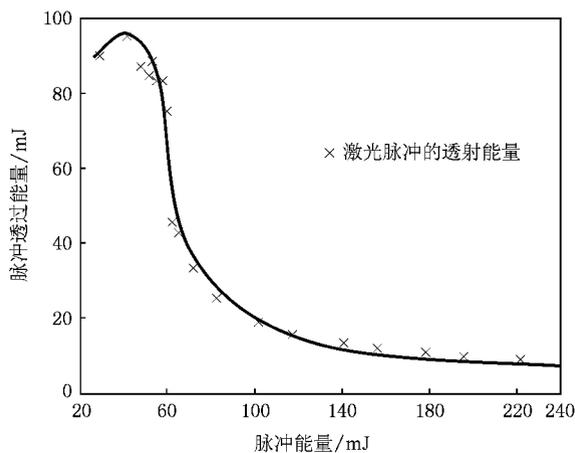


图 3 激光脉冲的能量透过率随入射激光脉冲能量变化的曲线

小的能量变化范围内其透过率下降了近 80%.在入射激光脉冲能量增加较大的范围内,激光脉冲的透过能量和能量透过率缓慢下降.

3. 理论分析

空气为宽带隙电介质,当能量较小的激光脉冲聚焦其中时基本是透明的,基本不会吸收激光能量.但是当入射激光脉冲能量增大时,空气则会变得不透明,空气强烈吸收入射激光能量而发生击穿,其物理根源是强光引起的空气非线性电离产生自由电子.

空气非线性电离的方程^[7]为

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e N \left(377 \frac{q}{\omega^2} \left(\frac{v_m}{N} \right)^2 \right) K(t) + \frac{NA}{k^{3/2}} I^k(t), \quad (1)$$

式中 n_e 是自由电子密度, 右边第一项代表雪崩电离过程, 第二项代表多光子过程. 其中, q 是特定气体的常数, 典型的数量级为 $10^{21} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-2}$, $I(t)$ 是激光脉冲的功率密度, 单位为 W/cm^2 , ω 是入射激光频率, ν_m 是电子原子动量转移碰撞频率, N 表示中性分子密度, A 为多光子吸收系数, k 是电离所需的光子数.

由(1)式可知, 雪崩电离过程决定于初始电子密度、气压、激光光强、入射激光频率、气体种类等. 而多光子电离过程则决定于气压、气体种类、激光光强等元素. 这两种方式的电离速度都与气压有关, 这是因为随着气体压强的增加, 气体的密度也随之增加, 光子被吸收的几率和电子与邻近中性分子的碰撞概率都要增加, 所以电离速度增加. 在标准大气压下, 利用纳秒量级的激光脉冲击穿空气时, 考虑空气初始的自由电子密度时, 以此为种子电子的雪崩电离作用产生自由电子的速度大于多光子电离作用产生自由电子的速度, 所以一般认为在标准大气压下是以雪崩电离作用为主. 在低气压下, 由于空气分子的密度较小, 存在的种子电子也较少, 则自由电子大部分来源于多光子电离过程, 故一般认为在低气压下主要是以多光子电离过程为主^[16].

但是, 已有研究表明, 空气介质的损伤阈值除了与(1)式中的各种物理量有关外, 还与激光脉冲的聚焦体积有关, 因为聚焦体积中出现粒子的概率也决定了损伤阈值^[17]. 文献[18]对聚焦体积对两种非线性电离作用的影响进行了分析, 发现当聚焦体积小于介质中初始电子密度的倒数时, 则要忽略这些电子的存在, 也就是说雪崩电离的种子电子完全由多光子电离过程提供.

高斯聚焦的聚焦体积是焦深范围内和聚焦半径内的体积, 焦深一般用二倍瑞利距离表示, 瑞利距离与聚焦半径的关系为 $z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$, 其中 w_0 为激光光束的聚焦半径, λ 为激光波长. 实验中用 CCD 测量在透镜前焦面的光斑半径为 $w_p = 0.5 \text{ cm}$, 透镜的焦距 $f = 10 \text{ cm}$, 则根据高斯光束的聚焦方程 $w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w_p}$ 式中, w_0 为激光光束的聚焦半径, λ 为激光波长, f 为透镜的焦距, w_p 为透镜前焦面的光斑半径. 可以计算出聚焦半径的尺寸. 实验中所用激光波长 $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$, 则根据实验条件可以计算出相应的聚焦半径为 $w_0 = 6.7 \mu\text{m}$.

聚焦体积的计算可表示为

$$V_{\text{loc}} = \pi \int_{-z_0}^{z_0} w^2(z) dz \\ = \pi \int_{-z_0}^{z_0} \left(w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{Z_0} \right)^2} \right)^2 dz, \quad (2)$$

式中 $w_0 = 6.7 \mu\text{m}$, 则聚焦体积 $V_{\text{loc}} = 3.7 \times 10^{-8} \text{ cm}^3$.

在一般情况下, 空气中自然存在的自由电子密度^[19]为 $n_{e0} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$. 则其倒数与聚焦体积的对比为 $\frac{1}{n_{e0}} = 10^{-3} \text{ cm}^3 \gg 3.7 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 = V_{\text{loc}}$. 所以完全可以忽略空气中初始自由电子密度的存在, 而认为雪崩电离作用的种子电子完全由多光子电离产生的.

由以上分析, 我们可以把激光激发空气自由电子密度的增长机理分为两个过程, 第一过程是空气中自由电子密度增加的过程, 主要是多光子电离作用使得自由电子密度由极少量快速增加. 这个过程中激光的时间和空间分布大致不变, 除少量的激光能量被吸收用于电离空气中的分子和原子外, 绝大部分能量会透过空气^[7]. 第二过程发生在当多光子电离产生的自由电子密度达到一定程度后, 等离子体通过逆韧致吸收作用充分吸收激光脉冲的后续能量. 该阶段中激光被等离子体充分吸收或反射, 透过量几乎为零^[7,8]. 被吸收的激光能量用于增加空气中自由电子的密度和温度, 一方面使得空气进一步电离, 另一方面是引起紫外光辐射, 使得邻近空气不断发生电离, 从而产生激光支持吸收波 (LSAW) 或激光支持爆炸波 (LSDW)^[9]. 通过理论分析可知电离只消耗了很少一部分激光能量, 大部分吸收的激光能量用于激发冲击波.

实验中发现, 空气中的激光聚焦点一旦发生击穿, 激光透过能量明显减小, 这说明只有自由电子密度达到一定程度后, 等离子体才会充分吸收激光能量. 已有研究表明, 当空气中的自由电子密度达到 10^{13} cm^{-3} 的数量级时, 激光能量被吸收的现象明显^[7]. 所以在多光子电离增加自由电子密度的过程和等离子体通过逆韧致作用充分吸收激光能量的过程之间存在一个临界自由电子密度, 我们设为 $N_{e_{\text{mp-iv}}}$. $N_{e_{\text{mp-iv}}}$ 的物理含义是当空气中存在的自由电子密度小于 $N_{e_{\text{mp-iv}}}$ 时, 多光子电离在激光与空气相互作用的物理过程中占主导地位, 而当电子密度达到 $N_{e_{\text{mp-iv}}}$ 时, 等离子体对激光能量的逆韧致吸收作用占主导地位. 与此相对应, 可以从脉冲作用时间上进行分析: 一定能量的激光脉冲与空气作用时的多

光子电离作用使得自由电子密度达到 Ne_{mp-iv} 时,脉冲作用时间是从负无穷大到临界时刻点 T_{mp-iv} (设高斯脉冲的峰值功率对应的时间点为 0). 入射激光脉冲的能量不同,达到相同的 Ne_{mp-iv} 时所需的 T_{mp-iv} 也不同. Smith^[20] 曾对激光脉冲输出波形和击穿后的波形变化进行了测量,结果显示:当脉冲击穿时,在激光脉冲的前部分波形基本不变,从某个时间点光强迅速下降为 0^[20],这个时间点即是 T_{mp-iv} .

3.1. Ne_{mp-iv} 值的确定

当初始自由电子密度的增加完全是基于多光子电离作用时,则达到临界电子密度之前,种子电子可以近似认为都由多光子电离过程提供,则计算临界电子密度时可以忽略方程(1)中右边的代表雪崩过程的第一项.那么对于单一气体,在最初阶段多光子电离过程中自由电子密度与激光脉冲光强的关系可以表示为

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{NA}{k^{3/2}} I^k(t). \quad (3)$$

空气主要由氮气和氧气组成,其分子数比例约为 8:2,多光子电离过程中的自由电子密度^[21]可表示为

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} = & \frac{NA_{N_2}}{k_{N_2}^{3/2}} I^{k_{N_2}}(t) \\ & \times 0.8 + \frac{NA_{O_2}}{k_{O_2}^{3/2}} I^{k_{O_2}}(t) \times 0.2, \quad (4) \end{aligned}$$

式中,对氮气: $k = 13$, $A_{N_2} = 2.3 \times 10^{-173}$; 对氧气 $k = 11$, $A_{O_2} = 8.7 \times 10^{-144}$ ^[7, 22-24].

在实验中,被散射的和被反射的激光能量很少,因此可以把总能量分为透过和吸收两部分^[21].可以取实验中激光透过率为 50% 的激光能量密度来计算临界自由电子密度 Ne_{mp-iv} .因为在这种情况下,激光脉冲的前半部分用于多光子电离过程,后半部分激光能量因逆韧致吸收而被充分吸收,相应的 T_{mp-iv} 恰好为 0.

实验中,激光脉冲为高斯型,其激光能量和激光功率密度的对应关系^[25]为

$$\begin{aligned} Q &= P_{\max} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-4\ln 2 \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right] dt \\ &= 1.064 P_{\max} \tau_p = 1.064 I_{\max} \pi \omega_0^2 \tau_p, \quad (5) \end{aligned}$$

式中, τ_p 是脉宽(HMFV), I_{\max} 是脉冲峰值功率密度,

单位为 (W/cm^2) , ω_0 是束腰半径.激光脉冲在束腰处的功率密度随时间的变化可表示为

$$I = I_{\max} \exp\left[-4\ln 2 \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right]. \quad (6)$$

实验中,入射激光脉冲的能量为 61.7 mJ 时,透过率为 50%,则相应的峰值功率密度可以由(5)式算出,即

$$\begin{aligned} I_{\max} &= \frac{Q}{1.064 \pi \omega_0^2 \tau_p} \\ &= \frac{61.7 \text{ mJ}}{1.064 \times 3.14 \times (6.7 \mu\text{m})^2 \times 10 \text{ ns}} \\ &= 4.3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2. \quad (7) \end{aligned}$$

在一个大气压下进行实验,则 N 取标准情况下的空气密度为 $N = 2.68 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.对应的 $I_{\max} = 4.3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$,则在 $t = 0$ 时刻多光子过程产生的自由电子密度为

$$\begin{aligned} Ne_{mp-iv} &= n_e(t = 0) \\ &= \int_{-\infty}^0 \left(\frac{NA_{N_2}}{k_{N_2}^{3/2}} I^{k_{N_2}}(t) \times 0.8 \right. \\ &\quad \left. + \frac{NA_{O_2}}{k_{O_2}^{3/2}} I^{k_{O_2}}(t) \times 0.2 \right) dt \\ &= 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}. \quad (8) \end{aligned}$$

这与文献 7 得到的对激光能量强烈吸收的自由电子密度的数值相一致.

3.2. 激光与空气相互作用时 T_{mp-iv} 与脉冲能量的关系

入射激光脉冲的能量不同,要达到同一临界自由电子密度 Ne_{mp-iv} 所需的 T_{mp-iv} 也会不同.我们采用多光子电离(4)式数值模拟了输入激光脉冲的能量与脉冲作用时间的关系曲线,如图 4 所示.

由图 4 可见,随着输入脉冲能量的增加,临界时间点 T_{mp-iv} 逐渐减小,其物理意义是:在脉宽相同的情况下,由于激光功率密度的增加,使得电子密度增加速度也随之增大,达到相同的临界电子密度 Ne_{mp-iv} 所需的临界时间点 T_{mp-iv} 会相应减小,输入激光脉冲的能量与 T_{mp-iv} 的关系曲线如图 5 所示.

由图 5 可见,随着入射激光脉冲能量的增加, T_{mp-iv} 由正无穷大很快降为接近于 0 的值,在小于 0 的区域变化较为缓慢.根据 T_{mp-iv} 的取值范围,可以将图 5 分为三个区域: I 区域对应于 $T_{mp-iv} > 0$ 及趋近于无穷大, II 区域对应于 $T_{mp-iv} = 0$ 附近的一个很小区域, III 区域对应于 $T_{mp-iv} < 0$ 的区域. T_{mp-iv} 随入射

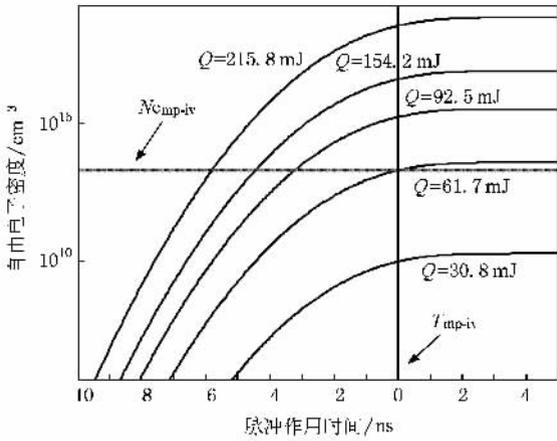


图 4 多光子电离作用下空气中自由电子密度随脉冲作用时间变化的曲线

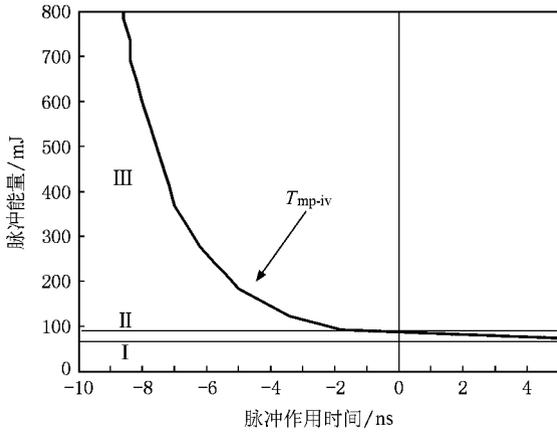


图 5 临界时间点 T_{mp-iv} 随入射激光脉冲能量变化的曲线

激光脉冲能量变化的规律与 Chen^[26]和 Beduneau^[27]等人的通过实验测得的发生击穿的时间点与入射激光脉冲能量的变化规律相同,也可以证明以上分析方法是正确的.

3.3. 多光子作用时间内激光脉冲的能量透过率与入射激光脉冲能量的关系

由于在多光子电离作用时间内,激光强度的时间和空间分布基本不变化,可假设该过程中激光能量是全部透过的,因此,激光脉冲的能量透过率可用下式计算:

$$Q_{tr} = Q_{out} \int_{-\infty}^{T_{mp-iv}} \exp\left[-4\ln 2 \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right] dt$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-4\ln 2 \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right] dt. \quad (9)$$

计算可得激光脉冲的透过能量和能量透过率随入射激光脉冲能量变化的曲线分别如图 6 和图 7 所示.

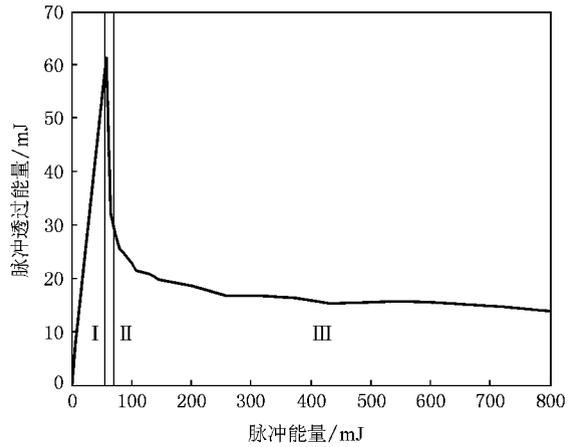


图 6 计算得到的激光脉冲的透过能量随入射激光脉冲能量变化的曲线

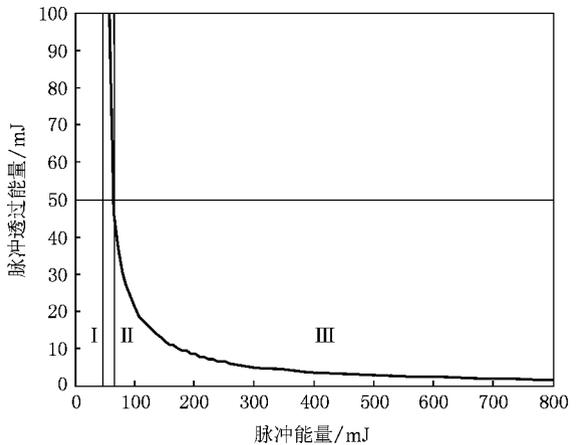


图 7 计算得到的入射激光脉冲的能量透过率随入射激光脉冲能量变化的曲线

由图 6 和图 7 可以看出,纳秒激光脉冲的透过能量和能量透过率随入射激光脉冲能量变化的规律与实验结果符合得很好.可以用多光子电离过程和逆韧致吸收过程各起重要作用的时间分界点 T_{mp-iv} 来确定激光脉冲的能量透过特性:第一阶段($T_{mp-iv} \geq 0$):入射激光脉冲的能量较小,在整个脉冲作用时间内不能达到临界电子密度 $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$,激光能量基本没有被吸收,透过率接近于 100%;第二阶段($T_{mp-iv} \approx 0$):入射激光脉冲的能量逐渐增加,达到临界电子密度,激光脉冲的透射能量迅速减小,对应于激光脉冲的能量透过率由 100% 迅速减小为 50%. 第三阶段($T_{mp-iv} < 0$) 随着入射激光脉冲能量的进一

步增大,多光子作用产生的自由电子密度在脉冲前沿达到临界电子密度,使得激光脉冲的能量透过率进一步缓慢减小。

4. 结 论

研究了脉宽为 10 ns,波长为 1064 nm 的高斯激光脉冲在空气中聚焦时激光脉冲的透过能量随入射激光脉冲能量变化的规律。研究发现:在相同的聚焦条件下,当多光子电离激发的自由电子密度没有达到 $N_{e_{mp-iv}}$ 时,多光子电离起主要作用,逆韧致吸收由于自由电子密度较小而对激光能量吸收很少,激光脉冲能量全部通过;当多光子电离激发的自由电子密度达到临界自由电子密度 $N_{e_{mp-iv}}$ 时,激光脉冲的后部分能量因逆韧致吸收而被充分吸收。临界自由

电子密度 $N_{e_{mp-iv}}$ 定义为发生逆韧致吸收的自由电子密度,则相应地在激光脉冲作用时间上存在一个达到该值的时刻 T_{mp-iv} ,它在激光脉冲的位置决定了激光脉冲的能量透过率:当 $T_{mp-iv} \geq 0$ 时,激光脉冲能量全透过;当 $T_{mp-iv} \approx 0$ 时,入射激光脉冲的能量透过率迅速下降到 50%;当 $T_{mp-iv} < 0$ 时,激光脉冲的能量透过率继续缓慢下降。由上面分析可见,临界自由电子密度 $N_{e_{mp-iv}}$ 是研究电介质击穿时影响激光透过率的重要参量,它的定义有助于深入理解激光产生等离子体及其发展过程,定量分析激光与等离子体相互作用机理。

作者与李大义教授、陈建国教授进行了讨论,在此表示感谢。

- [1] Yabe T, Phipps C, Yamaguchi M, Nakagawa R, Aoki K, Mine H, Ogata Y, Baasandash C, Nakagawa M, Fujiwara E, Yoshida K, Nishiguchi A, Kajiwara I 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 4320
- [2] Sprangle P, Peñano J R, Hafizi B 2002 *Phys. Rev. E* **66** 046418
- [3] Meyerand Jr R G, Haught A F 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 401
- [4] DeMichelis C 1969 *IEEE J. Quantum Electronics* **5** 188
- [5] Cohn D R, Halverson W, Lax B, Chase C E 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 1544
- [6] Shao T, Sun G S, Yan P, Gu C, Zhang S C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5964 (in Chinese) [邵 涛、孙广生、严 萍、谷 琛、张适昌 2006 物理学报 **55** 5964]
- [7] Greymorgan C 1975 *Rep. Prog. Phys.* **38** 621
- [8] Browne P F 1965 *Proc. Phys. Soc.* **86** 1323
- [9] Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P 2002 *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York :Dover) p685—703
- [10] Sircar A, Dwivedi R K, Thareja R K 1996 *Appl. Phys. B* **63** 623
- [11] Phuoc T X, White C M 2000 *Opt. Commun.* **18** 353
- [12] Meyerand Jr R G, Haught A F 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 7
- [13] Yu H D, Chen Z Y, Tu Q F, Yu L C, Yu W, Xu Z Z 2002 *Acta Opt. Sin.* **22** 1 (in Chinese) [余华德、陈朝阳、屠琴芬、于立春、余 玮、徐至展 2002 光学学报 **22** 1]
- [14] Phuoc T X 2005 *Opt. Las. Eng.* **43** 113
- [15] Yan L X, Zhang Y S, Zheng G X, Liu J R, Cheng J P, Lü M 2006 *Chin. Phys.* **15** 2271
- [16] Montgolfier P de 1972 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **5** 1438
- [17] Canavan G H 1974 *Appl Phys Lett.* **22** 409
- [18] Van Stryland E W, Soileau M J, Smirl A L, Williams W E 1981 *Phys. Rev. B* **23** 2144
- [19] Hermann J, Floch T L 2004 *J. Appl. Phys.* **96** 3084
- [20] Smith D C 1971 *Appl. Phys. Lett.* **19** 405
- [21] Han X Y, Yang X L 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 1655 (in Chinese) [韩晓玉、杨小丽 2005 强激光与粒子束 **17** 1655]
- [22] Sircar A, Dwivedi R K, Thareja R K 1999 *Appl. Phys. B* **63** 623
- [23] Ireland C L M, Morgan C G 1973 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **6** 720
- [24] Schwart J, Rambo P, Diel J C 2001 *Appl. Phys. B* **72** 343
- [25] Fan C H, Longtin J P 2001 *Appl. Opt.* **40** 3124
- [26] Chen Y L, Lewis J W L, Parigger C 2000 *JQSRT* **67** 91
- [27] Beduneau J L, Ikeda Y 2004 *JQSRT* **84** 123

Study on the critical free electron density for nanosecond laser pulse focusing in air^{*}

Han Jing-Hua^{1,2)} Feng Guo-Ying^{1)†} Yang Li-Ming²⁾ Zhang Qiu-Hui¹⁾
Jia Jun¹⁾ Li Gang¹⁾ Zhu Qi-Hua²⁾ Zhou Shou-Huan²⁾

¹⁾ *School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*

²⁾ *China Academy of Engineering Physics, Laser Fusion Research Center, Mianyang 621900, China*

(Received 17 September 2007 ; revised manuscript received 24 April 2008)

Abstract

Experimental study on the energy transmissivity of high-power nanosecond laser pulse focusing in air versus input laser energy has been carried out. There are three stages: when the input laser energy is relatively low, all of the laser energy can pass through the focusing point; when the input laser energy increases gradually, energy transmissivity decreases steeply from nearly 100% to lower values; when the input laser energy keeps on increasing, the transmissivity decreases slowly further. By defining the critical electron density and the corresponding critical time point, successful theoretical analysis has been carried out for the above experimental phenomena. When the free-electron density is less than the critical value, multiphoton ionization plays the dominating role; when the free-electron density is higher than the critical value, the inverse bremsstrahlung process dominates. The critical time point is the time when laser pulse reaches critical electron density in the process of laser pulse passing through the air; its position on the laser pulse is determined by the input laser pulse energy, meanwhile this position determines the energy transmissivity of the laser pulse. So we can calculate the critical electron density by measuring the transmissivity versus input energy and comprehend the characteristics of transmissivity for laser pulse focusing in the air.

Keywords : critical free electron density, critical time point, multiphoton ionization, inverse bremsstrahlung absorption

PACC : 4225B, 5240D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10676023).

[†] Corresponding author. E-mail: guoying_feng@yahoo.com.cn