

文章编号: 1001-3806(2006)01-0090-03

## 飞秒光脉冲破坏阈值的解析分析

赵 刚, 陈建国\*, 张 菁, 黄 强  
(四川大学 电子信息学院, 成都 610064)

**摘要:** 通过对速率方程求解, 得到了双曲正割光脉冲在介质表面引起的电子密度的解析表达式, 导出了脉冲通量密度与破坏脉宽阈值的解析关系式。利用解析式就波长为 1053nm 的光脉冲对熔石英表面的破坏过程进行了计算, 得到的介质损伤阈值与脉宽的变化关系与前人研究的结果一致。

**关键词:** 激光物理; 飞秒脉冲; 电子密度; 破坏阈值

**中图分类号:** TN241 **文献标识码:** A

### Analytical description of the damage threshold of femtosecond pulses

ZHAO Gang, CHEN Jian-guo, ZHANG Jing, HUANG Qiang

(College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

**Abstract:** The analytical expression for the electron density induced by a hyperbolic secant pulse is deduced, and an explicit expression for the threshold pulse width in terms of the fluence density is derived. By means of these expressions, damage threshold of the fused silica irradiated by 1053nm femtosecond pulses is calculated which is in agreement with those reported by others.

**Key words:** laser physics; femtosecond pulse; electron density; damage threshold

## 引 言

强光辐照可能造成介质破坏, 这是一个人们十分关注的问题<sup>[1~15]</sup>。在早期的研究中, 人们就已经认识到要破坏介质, 照射的激光通量密度 ( $J/cm^2$ ) 需超过某个与具体介质有关的阈值。观察表明, 在光脉冲宽度 (FWHM)  $\tau$  大于约 10ps 的情况下, 破坏阈值通量密度  $F_{th}$  大致与  $\tau^{1/2}$  成正比, 这就是人们熟知的  $\tau^{1/2}$  标度规律; 在脉宽降至约几个皮秒之下后,  $F_{th}$  不再遵从  $\tau^{1/2}$  规律。面对这种形势, 人们不得不重新认识飞秒光脉冲造成介质破坏的机制和规律<sup>[2~7]</sup>。

实验观察已表明, 飞秒脉冲的破坏阈值不再遵从  $\tau^{1/2}$  标度规律; 破坏阈值的随机性和不确定性很小, 似乎更趋向受限于来自激光的脉冲能量的不确定性; 介质的破坏总是首先出现在光束中光强最大的地方; 介质表面的污染以及缺陷等对阈值没有明显的影响; 对于固定的脉冲能量, 如果脉宽大于某个临界值  $\tau_{th}$ , 即使用重复率为 100MHz 的脉冲照射几分钟也不会造成

介质破坏, 而一旦把脉宽降到  $\tau_{th}$  之下, 一个脉冲就足以造成破坏<sup>[11]</sup>。

在研究了储能阶段中电子密度建立的过程后, STUART 等人<sup>[6]</sup>对人们早期使用的速率方程进行了取舍和简化, 通过数值计算, 得出了一些有用的结果。在本文中, 作者对 STUART 等人采用的速率方程进行了解析求解, 导出了双曲正割这种常见的飞秒脉冲在介质表面引起的电子密度  $N(t)$  随时间变化的解析表达式, 在此基础上给出了用脉冲通量密度表示的阈值脉宽  $\tau_{th}$  的表达式, 并以此对飞秒脉冲的破坏阈值进行了分析。

## 1 电子密度

研究表明, 在飞秒脉冲照射下, 介质被辐照表面的电子密度主要源自多光子电离和碰撞电离。STUART 等人认为电子密度的建立过程可用以下的速率方程进行描述<sup>[5]</sup>:

$$dN(t)/dt = \alpha I^m + \gamma I^m \quad (1)$$

式中,  $N$  为电子密度,  $I$  为脉冲光强,  $\alpha$  是一个表征雪崩过程的常数,  $\gamma$  是一个表征多光子离解过程的常数; 而整数  $m$  则表明多光子过程需要  $m$  个光子。参量  $m$  与激光光子能量以及介质能隙有关, 对于波长为 1053nm 的激光而言, 要在熔石英中造成多光子离解需 8 个光

作者简介: 赵 刚 (1962-), 男, 副教授, 博士研究生, 现主要从事图像处理、数字信号处理、电子设计自动化及激光等方面的工作。

\* 通讯联系人。E-mail: optics\_lab@163.com

收稿日期: 2004-10-10; 收到修改稿日期: 2004-12-29

子,因此 (1)式中  $m = 8^{[6]}$ 。

通常,光强  $I$ 具有一定的空间分布,因而  $N$ 也应该具有相应的空间分布。对飞秒脉冲而言,在整个储能阶段各种扩散过程可以忽略不计,因而可以认为介质表面某一点处的电子密度只与光束中相应点的光强有关。于是,可以专心研究光束中心(最大光强)处的电子密度。对于双曲正割脉冲,光束中心的光强可表示为:

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2(t/T) \quad (2)$$

式中,  $I_0$ 为峰值光强 ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ),  $T$ 为表征入射双曲正割脉冲宽度特征的量。

(1)式为一个一阶微分方程,利用:

$$\operatorname{sech}^2(t/T) dt = T \operatorname{th}(t/T) \quad (3a)$$

$$\operatorname{sech}^2(t/T) = 1 - \operatorname{th}^2(t/T) \quad (3b)$$

则 (1)式的解可求得:

$$N(t) = D \exp[\alpha I_0 T \operatorname{th}(t/T)] - \left\{ \frac{\gamma I_0^{m-1}}{\alpha} \sum_{j=0}^{m-1} \frac{(-1)^j (2j)!}{(\alpha I_0 T)^{2j}} \right\} \sum_{k=0}^{2j} \frac{[\alpha I_0 T \operatorname{th}(t/T)]^k}{k!} \quad (4)$$

式中,  $D$ 为积分常数。假设脉冲未到达介质之前,电子密度  $N(-\infty)$ 等于初始电子密度  $N_0$ ,利用 (4)式可求出积分常数为:

$$D = \left\{ N_0 + \left[ \frac{\gamma I_0^{m-1}}{\alpha} \sum_{j=0}^{m-1} C_{m-1}^j \frac{(-1)^j (2j)!}{(\alpha I_0 T)^{2j}} \sum_{k=0}^{2j} \frac{(-\alpha I_0 T)^k}{k!} \right] \right\} \exp(\alpha I_0 T) \quad (5)$$

将 (5)式代入 (4)式,即可得到双曲正割脉冲造成的电子密度  $N(t)$ 的最终表达式。

在一般情况下,可假设入射脉冲为圆对称高斯光束,其空间分布可用函数  $\exp(-\frac{r^2}{w^2})$ 来描述,  $w$ 为强度降为  $e^{-1}$ 的光束半径。在这种情况下,可证明脉冲能量  $E$ 与峰值光强  $I_0$ 的关系为:

$$I_0 = E / (2\pi w^2 T) \quad (6)$$

如果定义辐照的通量密度  $F$ 为:

$$F = E / (\pi w^2) \quad (7)$$

$$\alpha I_0 T = \alpha F / 2 \quad (8)$$

同时利用 (4)式、(5)式,就可以得到以通量密度  $F$ 表示的电子密度表达式:

$$N(t) = \left\{ N_0 + \left[ \frac{\gamma}{\alpha} \left( \frac{F}{2T} \right)^{m-1} \sum_{j=0}^{m-1} C_{m-1}^j \frac{(-1)^j (2j)!}{(\alpha F/2)^{2j}} \sum_{k=0}^{2j} \frac{(-\alpha F/2)^k}{k!} \right] \right\} \exp \left\{ \left[ \frac{\alpha F}{2} \right] [1 + \operatorname{th}(t/T)] \right\} - \left[ \frac{\gamma}{\alpha} \left( \frac{F}{2T} \right)^{m-1} \sum_{j=0}^{m-1} C_{m-1}^j \frac{(-1)^j (2j)!}{(\alpha F/2)^{2j}} \sum_{k=0}^{2j} \frac{(-\alpha F/2)^k \operatorname{th}(t/T)}{k!} \right] \quad (9)$$

利用 (9)式,可以讨论由通量密度及脉宽决定的电子密度。一旦电子密度超过阈值密度  $N_{th} \approx 10^{21} \text{cm}^{-3}$ ,将

导致介质的破坏。其破坏的因素有:等离子体向外喷溅薄膜物质使薄膜损坏;等离子体的高温对薄膜产生热破坏;等离子体冲击波对薄膜产生高压,引起机械破坏等<sup>[12]</sup>。

此外,还可以求出  $t = \infty$ 时电子密度的渐近值为:

$$N(+\infty) = \left\{ N_0 + \left[ \frac{\gamma}{\alpha} \left( \frac{F}{2T} \right)^{m-1} \sum_{j=0}^{m-1} C_{m-1}^j \frac{(-1)^j (2j)!}{(\alpha F/2)^{2j}} \sum_{k=0}^{2j} \frac{(-\alpha F/2)^k}{k!} \right] \right\} \exp(\alpha F) - \left[ \frac{\gamma}{\alpha} \left( \frac{F}{2T} \right)^{m-1} \sum_{j=0}^{m-1} C_{m-1}^j \frac{(-1)^j (2j)!}{(\alpha F/2)^{2j}} \sum_{k=0}^{2j} \frac{(\alpha F/2)^k}{k!} \right] \quad (10)$$

## 2 阈值条件

由于 (1)式是一个单调增方程,因而电子密度在  $t = \infty$ 时取最大值。假设脉冲的通量密度刚好能使介质的电子密度达到阈值密度  $N_{th}$ ,那么由 (9)式不难求出不同脉宽下的阈值通量密度  $F_{th}$ 满足的表达式为:

$$N_{th} - N_0 \exp(\alpha F_{th}) = \left\{ \frac{\beta}{\alpha} \left( \frac{F_{th}}{2T} \right)^{m-1} \sum_{j=0}^{m-1} \frac{C_{m-1}^j (-1)^j (2j)!}{(\alpha F_{th}/2)^{2j}} \sum_{k=0}^{2j} \frac{(\alpha F_{th}/2)^k [(-1)^k \exp(\alpha F_{th}) - 1]}{k!} \right\} \quad (11)$$

这是一个超越方程,一般来说是无法以显函数的形式用  $T$ 把  $F_{th}$ 表示出来的。然而,却能够以显函数的形式给出固定通量下产生破坏的脉宽阈值  $\tau_{th}$ (或阈值特征时间  $T_{th}$ )的表达式,即:

$$T_{th} = \left[ \frac{F}{2} \left\{ \frac{\beta}{\alpha [N_{th} - N_0 \exp(\alpha F)]} \sum_{j=0}^{m-1} C_{m-1}^j \frac{(-1)^j (2j)!}{(\alpha F/2)^{2j}} \sum_{k=0}^{2j} \frac{(\alpha F/2)^k [(-1)^k \exp(\alpha F) - 1]}{k!} \right\}^{\frac{1}{m-1}} \right] \quad (12)$$

式中,双曲正割脉冲的脉宽阈值  $\tau_{th}$ 与  $T_{th}$ 的关系式为:

$$\tau_{th} = 2T_{th} \ln(\sqrt{2} + 1) \quad (13)$$

应该说明的是,虽然 (12)式给出了任何通量密度  $F$ 对应的能够产生破坏的“阈值脉宽”<sup>[11]</sup>,但它并不意味着任何通量密度均能使介质受到破坏。对于给定的  $F$ 值,求出的  $T$ 应该落在合理的范围之内。这个范围的上限受到 (1)式适用范围的限制,这个值应该是多少目前尚有不同看法。STUART等人用于几百飞秒的情况,有人提出可能是 100fs 左右<sup>[13]</sup>。 $T$ 值的下限至少要受到实际可能获得的脉宽的限制,从目前超短脉冲技术进展的情况来看,脉冲的宽度已经降到了接近单个光波周期的水平<sup>[14,16]</sup>。尽管目前尚不清楚今后能否获得短于光波周期的近红外光脉冲,但  $T$ 的下限还可能仍限制在少数几个光波周期,因为在接近光载波周期的脉冲与介质相互作用过程中,包络与载波的相对相位可能会起重要的作用,此时光场也不宜仅用一

个光强来描述了<sup>[16]</sup>。

### 3 计算分析

利用(4)式、(5)式,对波长为1053nm的飞秒光脉冲照射下熔石英表面不同时刻的电子密度进行了模拟计算,结果见图1a和图1b。

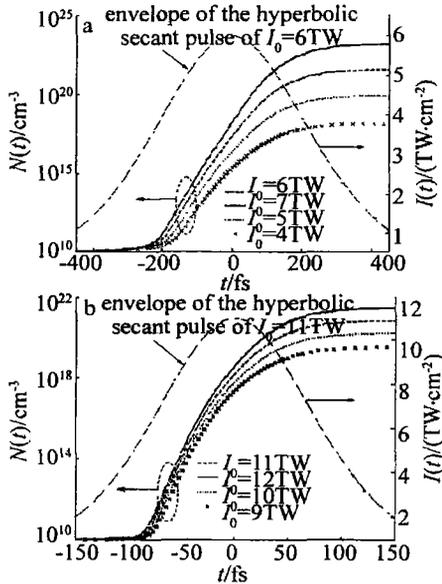


Fig 1 Curves of electron density for different peak intensity under different time a— $T=300\text{fs}$  b— $T=100\text{fs}$

图1a中激光束脉宽特征时间为300fs,图1b为100fs。作图使用的数据来自文献[6],取 $\alpha = 0.011\text{cm}^2/(\text{fs} \cdot \text{TW})$ , $\beta = 9.52 \times 10^7\text{cm}^{15}/(\text{fs} \cdot \text{TW}^8)$ 。从图中可以看出,对于 $T=300\text{fs}$ 的脉冲,峰值功率 $I_0$ 接近6TW时,光照引起的电子密度达到阈值密度 $N_c$ ( $\approx 10^{21}\text{cm}^{-3}$ ),而100fs的脉冲则需约11TW,这与文献[4]、文献[6]中所得的结果是吻合的。

在图2中,画出了利用(12)式作出的辐照通量与

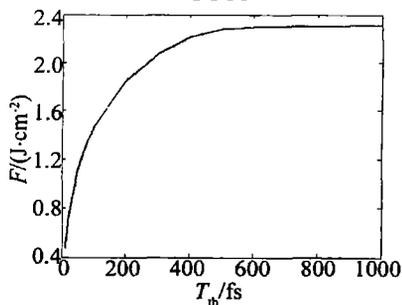


图2 Curves of the fluence with different threshold character time  $T_{th}$  阈值脉冲特征宽度的关系曲线。从图中可以看出,当特征宽度小于1000fs时,介质损伤阈值随脉宽的减小单调下降,这一结果与文献[2]、文献[4]、文献[6]中的实验结果吻合。

### 4 结论

对于电子密度的速率方程进行了解析求解,导

出了双曲正割这种常见的飞秒脉冲在介质表面引起的电子密度 $N(t)$ 随时间变化的解析表达式,在此基础上给出了用脉冲通量密度表示的阈值脉宽 $\tau_{th}$ 的表达式,并以此对飞秒脉冲的破坏阈值进行了分析。利用解析式就波长为1053nm的光脉冲在熔石英表面的破坏过程进行了分析,所得结果与文献[4]、文献[6]中的结果一致。

### 参考文献

- [1] MOMMA C, CHICHKOV B N, MOLTE S *et al* Short-pulse laser ablation of solid targets [J]. *Opt Commun*, 1996, 129: 134~142.
- [2] DU D, LU X, KORN G *et al* Laser-induced breakdown by impact ionization in  $\text{SiO}_2$  with pulse widths from 7ns to 150fs [J]. *A P L*, 1994, 64(23): 3071~3073.
- [3] STUART B C, FEITM D, RUBENCHIKAM *et al* Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulse [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, 74(12): 2248~2251.
- [4] LENZNER M, KURGER J, SARTANA S *et al* Femtosecond optical breakdown in dielectrics [J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 80(18): 4076~4079.
- [5] TIEN A, VACHUS S, KAPTEYN H *et al* Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, 82(19): 3883~3886.
- [6] STUART B C, FEITM D, HERMAN S *et al* Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics [J]. *Phys Rev*, 1996, B53(4): 1749~1761.
- [7] PERRY M D, STUART B C, SBANKS P *et al* Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials [J]. *J A P*, 1999, 85(9): 6803~6810.
- [8] HARZIC R L, HUOTN, AUDOUARD E *et al* Comparison of heat-affected zones due to nanosecond and femtosecond laser pulses using transmission electronic microscopy [J]. *A P L*, 2002, 80(21): 3886~3888.
- [9] MURPHY A B. Electron heating in measurement of electron temperature by Thomson scattering: are thermal plasmas thermal [J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 89(2): 025002-1~025002-4.
- [10] LAUDIEU F. Measuring the thermal effects in femtosecond laser-induced breakdown of dielectrics [J]. *A P L*, 2002, 81(6): 957~959.
- [11] JASAPARA J, NAMPOOTHIRIA V V, RUDALPH W *et al* Physical mechanisms of femtosecond pulse induced damage in dielectric thin films [J]. *SPIE*, 2001, 4347: 35~44.
- [12] LU J, NIX W, HE A Zh. Physics on interaction of laser and materials [M]. Beijing: Mechanical Industry Press, 1996. 194~199 (in Chinese).
- [13] LIM, MENON S, N BARGER J P *et al* Ultrafast electron dynamics in femtosecond optical breakdown of dielectrics [J]. *Phys Rev Lett*, 1999, 82(11): 2394~2397.
- [14] LENZNER M. Femtosecond laser-induced damage of dielectrics [J]. *International Journal of Modern Physics*, 1999, B13(3): 1559~1578.
- [15] NIX W, LU J, HE A Zh. Study of damage mechanism of optical dielectric film by high power laser [J]. *Laser Technology*, 1994, 18(6): 348~352 (in Chinese).
- [16] BRABEC T, KRAUSZ F. Intense few-cycle laser fields: frontiers of nonlinear optics [J]. *Review of Modern Physics*, 2000, 72(2): 545~591.