

文章编号: 1001-3806(2010)03-0417-05

熔石英元件非吸热性杂质对后表面光场的调制

黄晚晴, 冯斌, 李富全, 韩伟, 王芳, 郑万国*

(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

摘要: 为了研究熔石英元件体内非吸热性杂质导致损伤和光束质量下降, 采用时域有限差分法计算杂质散射光场和分步傅里叶算法计算散射光场非线性传输的方法, 得到了半径在入射波长量级的气泡和氧化锆杂质可放大光场振幅约 1.6 和 1.9 倍, 且经非线性传输光场会分裂, 调制会加深。结果表明, 元件体内杂质可导致元件后表面的损伤和光束质量的下降。

关键词: 散射; 损伤效应; 时域有限差分法; 熔石英

中图分类号: O436.2 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.03.037

Light intensification by non-absorbing bulk defects in fused silica optics at the rear surface

HUANG Wan-qing, FENG Bin, LI Fu-quan, HAN Wei, WANG Fang, ZHENG Wan-guo

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

Abstract: For the purpose of studying the damage and beam quality deterioration caused by the non-absorbing inclusions in the fused silica optics, the scattering and the nonlinear propagation of the light field were simulated by finite difference time domain and split Fourier arithmetic respectively. The simulation shows the voids and zirconia inclusions in radius comparable to the wavelength amplify the electromagnetic field amplitude by about 1.6 and 1.9 and after the nonlinear transportation the modulation increases and the beam splits. The results present that the bulk inclusions could cause damage at the rear surface and deterioration of the beam quality.

Key words: scattering; damage effect; finite difference time domain; fused silica

引言

在惯性约束核聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 的研究中, 强激光对光学元件的损伤是阻碍激光驱动器负载能力提高及降低光束质量的主要原因之一。熔石英元件在高功率激光装置的基频部分和三倍频部分都有广泛应用, 研究熔石英元件在强激光下的损伤对提高装置的负载能力有重大意义。负责建设美国国家点火装置的利弗莫尔国家实验室在过去 30 年中对此进行了大量理论研究和实验。1998 年在 Beamlet 激光装置上进行的高通量 3ω 试验中, 熔石英透镜 RFL01K 的后表面出现了大量损伤^[1], 研究人员确认其中 20% 的损伤源自熔石英的体内杂质, 他们认为熔石英体内的 60 个杂质点虽然没有在体内造成损伤点, 但对入射光场产生了光强调制, 使光束质量降低, 并在

较低通量下导致了元件后表面和下游光学元件的损伤。作者采用时域有限差分法 (finite difference time domain, FDTD) 和分步傅里叶算法, 对熔石英体内的非吸热性的杂质进行建模, 模拟杂质对光场的散射和散射后受调制的光场在非线性介质中的传输, 得到了有意义的结果, 为研究熔石英体内杂质与元件后表面损伤和光束质量恶化的关系提供了参考。

1 理论模型

熔石英元件在制造和加工打磨过程中难以避免地会引入杂质, 如微小的杂质、气泡等^[2]。吸热性杂质的危险性很早就被认识到^[3]: 它们会吸收激光能量并膨胀甚至爆炸, 对周围材料产生热和机械应力, 损伤材料。而非吸热性的杂质的作用类似于正或负的透镜, 会聚或散射入射光, 产生一定的衍射模式从而导致光强调制, 同时可能成为非线性自聚焦的种子, 触发损伤^[4]。作者主要关注这种非吸收性的杂质。由于这类杂质的尺度微小, 不仅在元件中难于发现和定位, 在计算其对光场的调制时, 传统的衍射理论不再适用, 采用时域有限差分法来模拟波长尺

作者简介: 黄晚晴 (1984-), 女, 硕士研究生, 主要从事激光损伤方面研究。

* 通讯联系人。E-mail: wgzhengcaep@sina.com

收稿日期: 2009-04-09; 收到修改稿日期: 2009-05-04

度的杂质带来的光场的调制,从而得到时间和空间上调制光场的精确分布。

1.1 杂质对光场的调制

采用时域有限差分法计算杂质对光场的调制。时域有限差分法在1966年由YEE^[5]提出,是求解电磁场问题的一种数值算法。它直接从麦克斯韦方程出发,将场分量在时域和空域中离散,将空间和散射物体网格化(见图1),用差商代替旋度方程中的微

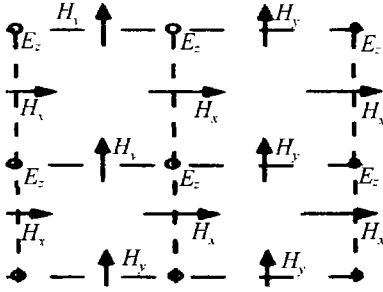


Fig. 1 2-D Yee cell(TM mode)

商,得到场分量的迭代式。2维情况下,横磁波的迭代式为^[6]:

$$\begin{cases} H_x^{n+1/2}(i,j+1/2) = C_a(m) H_x^{n-1/2}(i,j+1/2) - \\ C_b(m) \frac{E_z^n(i,j+1) - E_z^n(i,j)}{\Delta x} \\ H_y^{n+1/2}(i+1/2,j) = C_a(m) H_y^{n-1/2}(i+1/2,j) + \\ C_b(m) \frac{E_z^n(i+1,j) - E_z^n(i,j)}{\Delta x} \\ E_z^{n+1}(i,j) = C_c(m) E_z^n(i,j) + \frac{C_d(m)}{\Delta x} \times \\ [H_y^{n+1/2}(i+1/2,j) + H_x^{n+1/2}(i,j-1/2) - \\ H_y^{n+1/2}(i-1/2,j) - H_x^{n+1/2}(i,j+1/2)] \\ \begin{cases} C_a(m) = \frac{\frac{\mu(m)}{\Delta t} - \frac{\sigma_m(m)}{2}}{\frac{\mu(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma_m(m)}{2}} \\ C_b(m) = \frac{1}{\frac{\mu(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma_m(m)}{2}} \\ C_c(m) = \frac{\frac{\varepsilon(m)}{\Delta t} - \frac{\sigma(m)}{2}}{\frac{\varepsilon(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma(m)}{2}} \\ C_d(m) = \frac{1}{\frac{\varepsilon(m)}{\Delta t} + \frac{\sigma(m)}{2}} \end{cases} \end{cases} \quad (2)$$

式中, E 为电场强度, H 为磁场强度, i 和 j 为2维 x,y 方向的网格坐标, m 与坐标对应, ε 为介电常数, μ 是磁导率, σ 是电导率, σ_m 是导磁率。通过选取适合的场初始值和计算空间的吸收边界条件,FDTD法能得到光场的实时演化过程。

1.2 光场在非线性介质中的传输

在ICF固体激光驱动器中,传输的激光束经逐级放大后,其强度通常可达到 $2\text{GW}/\text{cm}^2$ 以上。此时,处理光场的传输应考虑非线性效应。

强激光光束的非线性传输行为可以用非线性近轴波方程来描述^[7]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 E + i \frac{k}{n_0} \gamma I E \quad (4)$$

$\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, $k = 2\pi n_0/\lambda$ 为沿 z 方向传播的波数, λ 是真空波长, n_0 为介质折射率, γ 是非线性折射率系数, I 为光强, E 为规范化电场包络($|E|^2 = I$)。

采用分步快速傅里叶变换算法^[8]可对上述方程进行数值求解:将传输距离 z 分为 n 个 Δz 进行计算,对每一个 Δz ,传输过程的计算分为3步,第1步只计算前 $\Delta z/2$ 的衍射过程,然后考虑全 Δz 的非线性自聚焦过程,最后再计算后 $\Delta z/2$ 的衍射过程。

(1)前 $\Delta z/2$ 的衍射过程为:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 E \quad (5)$$

对(5)式作傅里叶变换求解得 E' :

$$E' = \mathcal{F}^{-1} \{ \tilde{E}(0) \exp[-i\Delta z/(4k)] \} \quad (6)$$

式中 $\tilde{E}(0)$ 表示初始位置的光场的傅里叶变换,符号 \mathcal{F}^{-1} 表示逆傅里叶变换。

(2)全 Δz 的非线性自聚焦过程为:

$$\frac{\partial E'}{\partial z} = -i \frac{\gamma k}{n_0} I' E' \quad (7)$$

对(7)式求解得 E'' 。

(3)后 $\Delta z/2$ 的衍射过程为:

$$E = \mathcal{F}^{-1} \{ \tilde{E}'' \exp[-i\Delta z/(4k)] \} \quad (8)$$

上式得到的最后结果就是光场在介质中从初始位置传输了 Δz 距离后的光场。要得到传输距离为 z 的光场分布,只需将上层计算的结果作为初始值代入下层计算,重复上述过程即可得到。只要 Δz 足够小,则采用上述近似算法得到的结果是准确可靠的。

2 数值计算

熔石英元件在制造和抛光打磨过程中引入的杂质,如来自抛光粉的氧化物杂质和制造过程中的气泡等,主要可以看成两类:折射率大于熔石英的和小于熔石英的。本文中选取熔石英中的气泡和氧化锆杂质,它们分别是这两类杂质的典型代表,不失一般性地将其等效为球形粒子,通过数值模拟得到电场散射后的振幅最大值 E_{max} 。

以下数值模拟使用自编程序,吸收边界采用参考文献[9]中的理想匹配层(perfectly matched layers, PML),对入射波采用由MUR在1981年提出的2阶吸

收边界^[10]。

当认为散射体的结构和传播方向 z 无关时,可用任何一个与 z 垂直的截面上的解反映3维问题的全部解答,因而3维电磁场问题可在2维上获得解决。由于计算能力的限制,采用2维模型计算,对散射体作与 z 无关的近似假设。ICF激光器中传播的激光为线偏振光,由于球形粒子的对称性,如图2所示,总可以设偏振方向沿 z 方向,入射波沿 y 方向传播,计算 x - y 平面上的电场分布。这种情况下,电场只有 z 方向分量,使用横磁波的迭代形式。

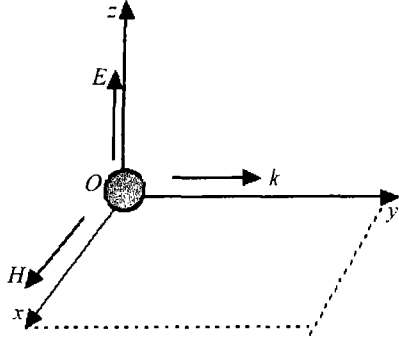


Fig. 2 Coordinate of the simulation

参量选择:入射波为单位振幅的平面波,波长 $\lambda = 1053\text{nm}$ 。网格尺寸 $\Delta x = \lambda/20$,为满足稳定条件^[11],时间步长 $\Delta t = \Delta x/(2c)$, c 为光速。熔石英的折射率 $n_{fs} = 1.5$ 。不同的文献中对熔石英的非线性折射率系数 γ 给出了不同的值,本文中取为 $3.6 \times 10^{-16}\text{cm}^2/\text{W}$ ^[12]。气泡的折射率 $n_b = 1$,氧化锆杂质的折射率为2.1。

2.1 气泡对光场的调制

当气泡半径从 0.1λ 变化到 15λ ,整个散射过程中,计算区域中电场的归一化最大强度值 E_{\max} 从1开始逐渐增大,趋势逐渐趋于平滑,在 5λ 后保持在1.6左右,如图3所示,图中横坐标为半径,归一化到入射波波长 λ ;纵坐标为电场强度的最大值,归一化到入射电场强度。两者均无量纲(下同)。即熔石英元件中的气泡会对光场的振幅放大最大1.6倍左右。这个结果与参考文献[13]中的结果基本符合。

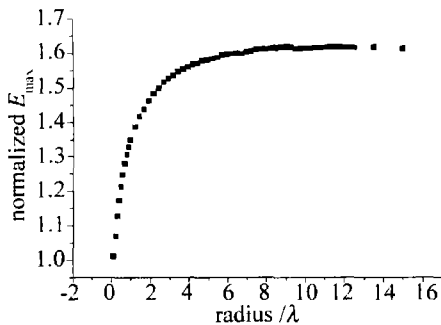


Fig. 3 Maximal electric field amplitudes in fused silica vs. the radius of void
选择半径为 5λ 的气泡进行计算。对每个时间步

的电场最大值作图,得到图4。图4中电场强度在时

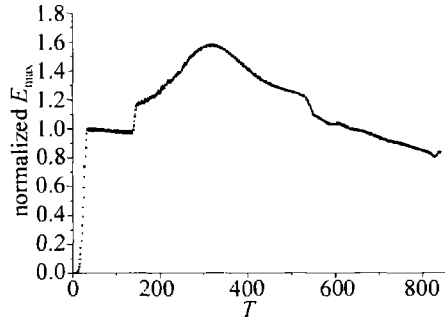


Fig. 4 Maximal electric field amplitudes in fused silica vs. time
间步数 $T = 317$ 时,即在散射后约25fs达到最大值,为1.5803,随后迅速减小。

在时间步数 T 分别为150,200,317和400时求出的电场分布见图5。可见,电场会在气泡的边缘区域建立起强区,随着时间增大,强区逐渐往外扩散,而强度逐渐变小。可以理解为气泡由于折射率小于熔石英,作用类似于负透镜,将光束弯曲偏离轴,在气泡边缘区域由于干涉会产生电场强区,而气泡后会出现强度的“阴影”区。

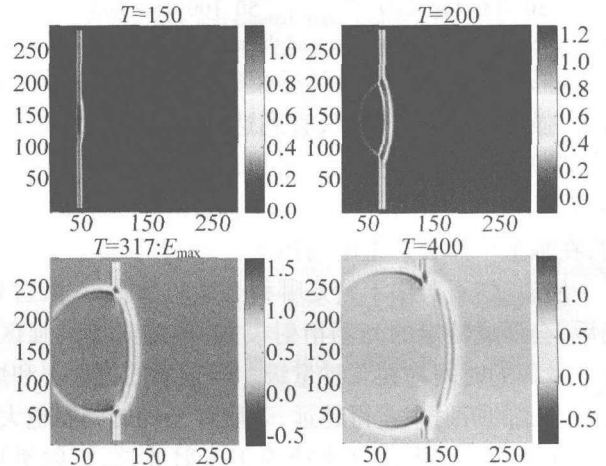


Fig. 5 Electric field distribution around the void(radius = 5λ)

2.2 氧化锆杂质对光场的调制

氧化锆杂质半径从 0.1λ 增大到 10λ ,电场的归一化最大强度值从1.95下降到1.66左右(见图6)。

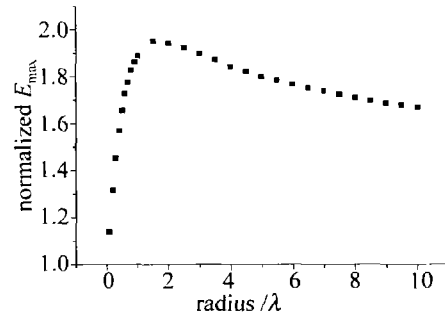


Fig. 6 Maximal electric field amplitudes in fused silica vs. the radius of zirconia inclusion

选择半径为 3λ 的杂质进行计算。对每个时间步的电场最大值作图,得到图7。

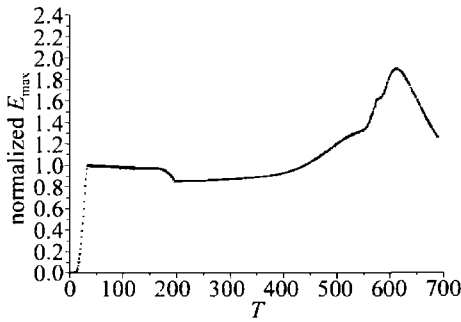


Fig. 7 Maximal electric field amplitudes in fused silica vs. time

电场强度在时间步数 $T = 615$ 时,约 50fs 时达到最大值,为 1.8938,随后迅速减小。在 T 分别为 400, 500, 615 和 700 时求出的电场分布见图 8。

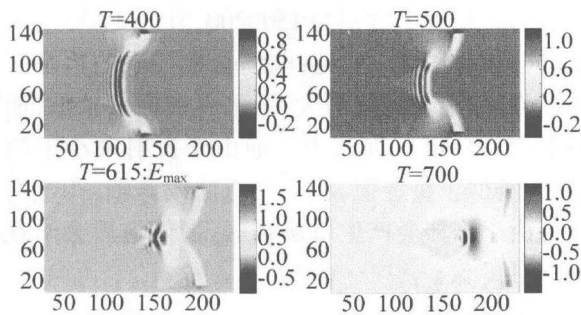


Fig. 8 Electric field distribution around the zirconia inclusion (radius = 3λ)

可见,电场会在杂质的后面建立起强区,随着时间增大,强区往轴方向汇聚,直到达到最大值,然后又逐渐扩散开,强度逐渐变小。可以理解为杂质由于折射率大于熔石英,作用类似于正透镜,将光束往轴上弯曲,在轴上干涉会产生电场强区。

所以,熔石英中不管是哪种类型的杂质,在散射光场后,会形成特定的光场衍射模式,形成光场的强区,这个过程的时间约在飞秒量级。当杂质的折射率和熔石英本底的折射率差得越远,杂质对光场的调制越大,如图 9 所示。图中计算半径等于入射波长,折射率从 1 变化到 2.23 的杂质对光场的调制,光场振幅的最大值可以达到 2 倍于入射振幅,并随着折射率的增加而继续增大。

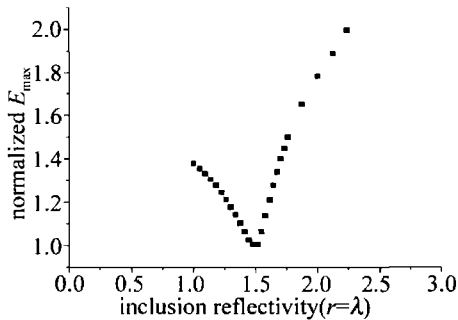


Fig. 9 Maximal electric field amplitudes in fused silica vs. reflectivity of the inclusion (radius = λ)

2.3 受调制光场的传输

受调制的光场继续在元件和下游元件中传播,由

于传输时的非线性效应,使用分步傅里叶算法求解非线性近轴波方程。将上面得到的的计算结果作为振幅受调制的平面波输入,得到在熔石英中传输 1.5cm 后的光场振幅分布。

对上面半径为 5λ 的气泡,分别选择 T 为 150, 317 时的电场作为输入,得到结果如图 10 所示。经过 1.5cm 的非线性传输,对不同的调制场输入,光强的最大值有可能增大也可能减小。但光场的分布都出现了变化,原本平滑的区域也出现了大量调制,这使得光束的质量下降。

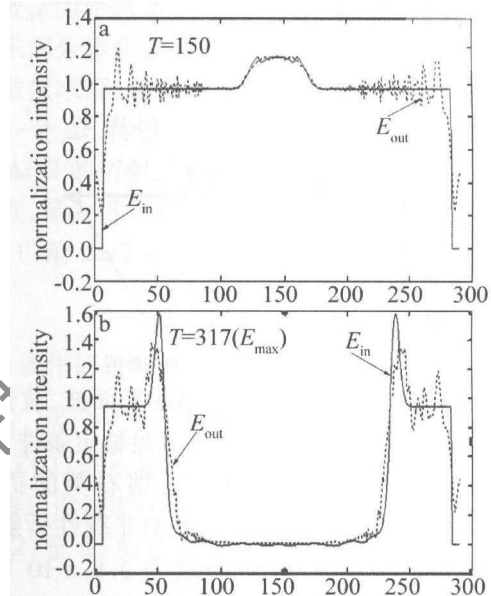


Fig. 10 Electric field amplitudes modulated by void (radius = 5λ) before and after transmission

对上面半径为 3λ 的氧化锆杂质,分别选择 T 为 500, 615 的电场作为输入,得到结果如图 11 所示。与

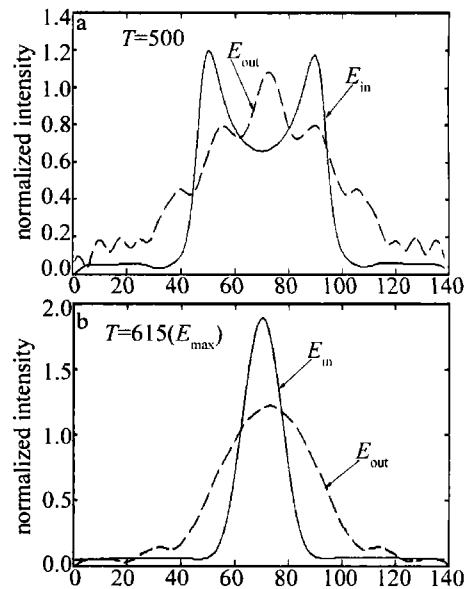


Fig. 11 Electric field amplitudes modulated by zirconia inclusion (radius = 3λ) before and after transmission

气泡情况一样,光强的最大值有可能增大或减小,但在原来平滑的区域也出现了分裂,光束质量下降。

美国的国家点火装置和我国的神光激光器对基频光场都要求光强的调制度小于1.5。理论上,由这个指标可以得出对元件体内的杂质的种类和尺寸的限制。但需要注意的是,以上计算结果基于理想化的简单模型,即单个球形散射粒子。实际中,杂质的数目可能很大。这就存在相关散射的问题:同一入射光中由于不同颗粒散射在同一方向上的散射光具有一定的位相关系,会产生干涉。只有在颗粒间距离足够大时,才能近似看作不相关散射,散射光强可直接叠加。目前,对于熔石英元件中各种杂质的空间分布方式和密度,尚没有数据,这也使得从光场调制度指标分解出具体的杂质指标比较困难。测量熔石英元件中的杂质的种类和分布,从而修正物理模型,将是下一步的工作。

3 结论

熔石英体内的波长尺度的杂质,作为非吸热性杂质会对电场产生强度调制。调制的大小与尺寸和杂质的折射率有关。计算显示,波长尺度的气泡和氧化锆杂质对电场强度的调制最大可以达到1.6倍和1.9倍,随着尺寸的变化和杂质折射率的变化,调制度会更大。对在元件损伤阈值附件运行的高功率激光器,这种程度的调制是很危险的,可能直接击穿介质,在体内形成损伤点。经过在体内的非线性传输,电场的强度会增加,在损伤阈值远远低于体损伤阈值的元件后表面,可能造成大量损伤点。另外,传输过程中光束质量下降,光场的分裂可能成为小尺度自聚焦的种子,诱发自聚焦成丝。要提高元件的负载能力和光束质量,应

当尽量去除元件中的杂质。

参 考 文 献

- [1] HUNT J T. National ignition facility performance review 1999[R]. California: Lawrence Livermore National Laboratory, 1999:201-238.
- [2] CHEN F, MENG S X. Mechanism of laser damage[J]. Progress in Physics, 1998, 18(2):187-206(in Chinese).
- [3] ZHOU W J, YUAN Y H, ZHANG D Y, *et al.* Research on damage of TiO₂/SiO₂ film induced by 1.06 μm CW laser[J]. Laser Technology, 2006, 30(1):76-77(in Chinese).
- [4] FLECK J A, LAYNE C. Study of self-focusing damage in a high power Nd: glass amplifier[J]. A P L, 1973, 22(9):467-469.
- [5] YEE K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media[J]. IEEE Trans Antennas and Propagation, 1966, 14(3):302-307.
- [6] TAFLOVE A. Computational electrodynamics: the finite difference time domain method[M]. 2nd ed. Massachusetts: Artech House, 2000:71-81.
- [7] SHEN Y R. The principles of nonlinear optics[M]. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1984:50-51.
- [8] TAHA T R, ABLOWITZ M J. Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. III. Numerical korteweg-de vries equation[J]. Journal of Computational Physics, 1984, 55(2):203-231.
- [9] SULLIVAN D M. A simplified PML for use with the FDTD method[J]. Microwave and Guided Wave Letters, 1996, 6(2):97-99.
- [10] MUR G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time domain electromagnetic field equations[J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 1981, 23(4):377-382.
- [11] SULLIVAN D M. Electromagnetic simulation using the FDTD method[M]. New York: IEEE Press, 2000:4-5.
- [12] AUERBACK J M, EIMERL D, MILAM D, *et al.* Perturbation theory for electric field amplitude and phase ripple transfer in frequency doubling and tripling[J]. Appl Opt, 1997, 36(3):606-612.
- [13] FEIT M D, RUBENCHIK A M. Laser intensity modulation by non-absorbing defects[J]. Proc SPIE, 1996, 2966:475-480.