

用于直接驱动的快速变焦新方案

钟哲强 胡小川 李泽龙 叶荣 张彬

A novel fast zooming scheme for direct-driven laser fusion

Zhong Zhe-Qiang Hu Xiao-Chuan Li Ze-Long Ye Rong Zhang Bin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 054209 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.054209

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054209>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

背景辐射对被动测距精度影响分析及实验研究

Influence of background radiation on the precision of passive ranging

物理学报.2015, 64(3): 034216 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034216>

大气环境下基于目标照明回光的视轴误差校正实验研究

Experimental research of boresight error correction using returning signals from the illuminated targets through atmosphere

物理学报.2015, 64(2): 024216 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024216>

湍流介质折射率结构常数 C_n^2 对双半高斯空心光束传输特性影响的研究

Effects of turbulent medium refractive index structure constant C_n^2 on the propagation characteristics of double-half hollow Gaussian beams

物理学报.2014, 63(16): 164208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.164208>

单光子调制锁定 Fabry-Perot 腔

Fabry-Perot cavity locked by using single photon modulation

物理学报.2012, 61(20): 204203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.204203>

基于多路复用体全息光栅的角度放大器设计

Design of angular magnifier based on multiplexed volume holographic grating

物理学报.2012, 61(6): 064216 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.064216>

用于直接驱动的快速变焦新方案*

钟哲强 胡小川 李泽龙 叶荣 张彬†

(四川大学电子信息学院, 成都 610064)

(2014年8月6日收到; 2014年9月1日收到修改稿)

在直接驱动方式的惯性约束聚变装置中, 实现中心点火对靶丸的辐照均匀性要求极高. 然而, 在激光脉冲持续时间内, 由于激光与靶丸的相互作用致使靶丸逐渐缩小, 从而导致辐照均匀性降低以及交叉光束能量转移等不利因素增强, 进而影响点火的进展. 为此, 提出了用于直接驱动的快速变焦新方案, 即利用特殊设计的电光晶体及电极结构, 对激光束附加一个实时、快速变化的球面波前, 以控制打靶激光束的聚焦位置和焦斑大小, 从而达到提高靶面辐照均匀性和抑制交叉光束能量转移的目的. 通过建立快速变焦的理论模型, 并基于激光与靶丸相互作用物理过程的分析, 对焦斑尺寸、附加球面波曲率半径等参数随时间的变化规律进行了数值模拟和分析. 结果表明, 本文提出的快速变焦方案可有效地实现对焦斑与靶丸半径比的实时控制, 且对空间滤波器滤波效果及三倍频转换效率并无明显影响.

关键词: 直接驱动, 快速变焦, 电光效应, 焦斑

PACS: 42.79.-e, 42.68.Ay, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.64.054209

1 引言

在惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 驱动器中, 为实现对氘氚靶丸的中心点火而发展了直接驱动和间接驱动两种方式^[1]. 这两种驱动方式均对靶面辐照均匀性提出了极高的要求, 且与直接驱动相比, 间接驱动由于放宽了对靶面辐照均匀性的要求而受到更广泛的关注^[2]. 然而, 近年来以美国国家点火装置 (national ignition facility, NIF) 为代表的间接驱动装置面临着靶腔内交叉光束能量转移 (cross-beam energy transfer, CBET) 这一前所未有的问题, 致使其在靶腔内的激光-等离子体相互作用更为复杂, 因而开始兼顾直接驱动点火方式^[3-6]. 早在1983年, Skupsky等就对直接驱动中多束激光叠加后的靶面辐照均匀性进行过研究, 指出在内爆过程中氘氚靶丸由于激光束的持续压缩作用而不断减小, 导致激光束叠加位置及均匀性随之发生改变, 因而难以保持极高的靶面辐

照均匀性^[7]. Skupsky等^[7]通过选取打靶焦斑半径 r_b 与靶丸半径 r_t 的比值 γ 为1($\gamma = r_b/r_t = 1$)以使初始辐照均匀性尽可能地高, 并在后续辐照过程中由等离子体的流动性减缓不均匀性的增长. 近年来, 关于直接驱动中交叉光束能量转移的研究表明, CBET会导致激光束能量从中心往边缘转移, 加剧光束间交叠区域 (即边缘区域) 的受激布里渊散射, 从而降低靶丸辐照均匀性. 为解决CBET带来的问题, Froula等^[8]针对OMEGA装置提出优化半径比为 $\gamma = 0.85$, 既能保持高辐照均匀性, 又能有效地抑制CBET带来的不利影响. 2013年, Froula等^[9]进一步提出联合使用变焦位相板 (zoom phase plate, ZPP)、光谱色散匀滑 (smoothing by spectral dispersion, SSD) 和切趾等技术, 以保持栅栏脉冲焦斑不变, 减小主脉冲焦斑, 进而通过降低光束交叠区域的能量来抑制CBET, 获得高辐照均匀性.

由此可见, 直接驱动对于焦斑与靶丸半径比的控制有着严苛的要求, 而现有方案则均是通过固定焦斑与靶丸的半径比来提高辐照均匀性及抑制

* 国家重大专项应用基础项目 (批准号: JG2013102) 和四川省教育厅创新团队计划 (批准号: 13Td0048) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangbinff@sohu.com

CBET 的, 目前尚未实现对半径比的实时控制. 为此, 我们提出了一种用于直接驱动的快速变焦新方案, 利用特殊设计的电光晶体及电极结构, 对激光束附加一个实时、快速变化的球面波前, 以实现在激光脉冲持续时间内对焦斑与靶丸半径比的实时控制, 使激光束能持续有效地作用于靶丸表面, 从而更好地改善辐照均匀性, 抑制交叉光束能量转移的影响.

2 快速变焦新方案及理论模型

图 1 给出了快速变焦新方案的原理示意图. 激光束经过特殊设计的电光晶体后, 其透射波前由平面改变为球面波, 然后, 再依次经过扩束器、三倍频器和连续位相板 (continuous phase plate, CPP), 其波前再次发生变化, 最后, 经透镜聚焦, 聚焦光斑也随之发生改变. 当电光晶体的加载电压随时间变化时, 焦斑位置及焦斑大小也相应地发生改变, 因而可以通过合理地设计电光晶体及其电极结构, 并选取合适的加载电压, 从而达到对焦斑与靶丸半径比进行实时控制的目的. 为了保持原有的放大、聚焦系统不变, 并减小波前变换对后续光路中激光束传输特性的影响, 可将电光晶体插入在预放级、预放至主放的传递系统中, 如图 2 所示.

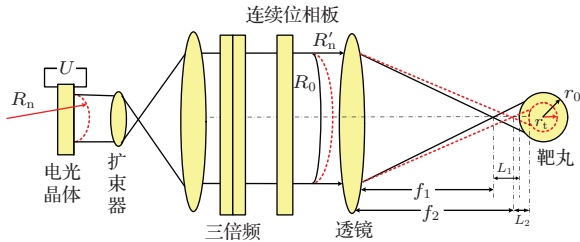


图 1 (网刊彩色) 快速变焦方案示意图

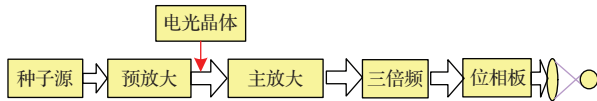


图 2 (网刊彩色) 电光晶体插入位置示意图

如图 1 所示, 激光束经过加载电压的电光晶体后, 其波前由平面波变为球面波 (曲率半径为 R_n). 分别考虑各个单元对激光束波前的影响: 经过扩束器时, 波前曲率半径变为 $M^2 R_n$ (M 为扩束比); 经过三倍频器后, 三倍频光的位相扰动是基频光位

相扰动的 3 倍^[10], 但其波长为基频光的 1/3, 因而其波前曲率半径不变; 为讨论方便又不失一般性, 仅考虑 CPP 对焦斑的整形能力^[11-13], 从而可将 CPP 的位相变换作用等价于曲率半径为 R_0 的球面波. 综合考虑电光晶体、扩束器、三倍频器、CPP 和透镜对激光束波前的变换效果, 总的透过率函数 T_{sum} 为

$$T_{\text{sum}} = \exp\left(\frac{i3kx^2}{2M^2R_n}\right) \exp\left(\frac{ikx^2}{2R_0}\right) \times \exp\left(\frac{-ikx^2}{2f_0}\right), \quad (1)$$

式中, $k = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为基频光波长; f_0 为透镜焦距; M 为扩束比; R_n 为电光晶体的附加球面波曲率半径; R_0 为 CPP 等价球面曲率半径.

进一步可得到等价焦距为

$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{f_0} - \frac{1}{R_0} - \frac{1}{M^2R_n/3}, \quad (2)$$

特别地, 当 $R_n \rightarrow \infty$ 且 $R_0 \rightarrow \infty$ 时, $f_2 = f_0$; $R_n \rightarrow \infty$ 且 $R_0 \neq \infty$ 时, $f_2 = f_1$ (f_1 为电光晶体加载电压为零时的等价焦距).

采用快速变焦方案的目的是使焦斑与靶丸半径比在任意时刻满足设计要求的焦斑靶丸半径比, 即 $\gamma = r_b/r_t$, 进一步由图 1 所示的快速变焦方案示意图, 由几何关系可知

$$L_2 - L_1 = f_1 - f_2 + r_0 - r_2, \quad \frac{D/2}{f_q} = \frac{\gamma r_q}{L_q}, \quad (q = 1, 2), \quad (3)$$

式中, D 为光束口径; r_0 为初始靶丸半径; r_q 和 L_q ($q = 1, 2$) 分别为不同时刻的靶丸半径和等价焦距离靶丸的距离.

根据 (2) 和 (3) 式, 经过推导和整理, 可得到 R_n 与 r_t 之间的关系, 即

$$R_n = \{3f_0R_0(-w_0f_0r_0 + w_0f_0R_0 + w_0r_0R_0 - \gamma f_0r_0R_0) + 3w_0f_0R_0(f_0 - R_0)r_t\} \times \{M^2(f_0 - R_0)(r_0 - r_t) \times (w_0f_0 - w_0R_0 + \gamma f_0R_0)\}^{-1}, \quad (4)$$

且等价焦距的变化量 Δf 为

$$\Delta f \approx \left(\gamma + \frac{\gamma^2 f_0}{D/2}\right) \Delta r_t, \quad (5)$$

式中, $w_0 = D/2$; $\Delta r_t = r_0 - r_t$ 为靶丸半径变化量.

至此, (4) 式和 (5) 式明确给出了附加球面波曲率半径 R_n 、等价焦距变化量 Δf 和靶丸半径 r_t 之间的定量关系. 在快速变焦方案中, 为简便起见且不

失一般性,不妨假设经特殊设计的电光晶体对激光束的附加光程调制为球面波前,如图3所示.

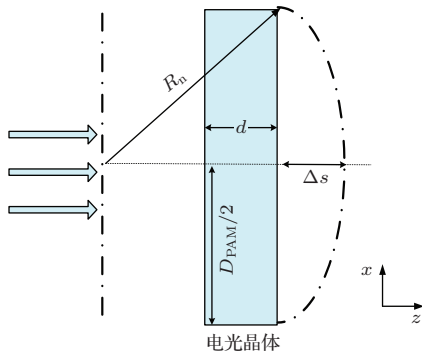


图3 电光晶体对激光束的波前变换示意图

根据图3可推导出电光晶体对激光束的最大附加光程满足

$$\Delta s = R_n - \sqrt{R_n^2 - D_{\text{PAM}}^2/4}, \quad (6)$$

式中, Δs 为附加光程; D_{PAM} 为光束口径.

进一步考虑到电光晶体分为一次、二次电光晶体,且忽略晶体的各向异性,可进一步得到电光晶体的最大外加电压 U_p 为

$$U_p = \left(\frac{R_n - \sqrt{R_n^2 - D_{\text{PAM}}^2/4}}{\frac{1}{2}n_0^3\Gamma_p} \right)^{1/p} d^{1-1/p}, \quad (7)$$

$p = 1, 2,$

式中, Γ_p 为电光系数, $p = 1, 2$ 时分别代表一次、二次电光晶体; d 为晶体厚度.

(7) 式给出了电光晶体最大外加电压 U_p 与附加球面曲率半径 R_n 之间的定量关系,再进一步结合(4), (5) 式中给出的 R_n 与靶丸半径 r_t 之间的关系,即可对快速变焦方案中控制电压 U_p 、等焦距变化量 Δf 、激光束焦斑 r_b 等参数随靶丸半径 r_t 的变化规律进行分析.

3 电光晶体及电极的设计

在快速变焦方案中,通过对电光晶体及其电极的结构和参数进行优化设计,使之对激光束的附加相位为球面波前显得尤为重要.在对电光晶体加载电压后,由于外电场的作用,折射率椭球各系数随之发生变化,其变化量为

$$\Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_j = \sum_{i=1}^3 \Gamma_{ij} E_i^p, \quad (8)$$

式中, Γ_{ij} 为电光系数; j 取值为 $1, 2, \dots, 6$; i 取值为 $1, 2, 3$. $p = 1$ 时,表明折射率系数变化量与电场成正比,即晶体为线性电光晶体,以磷酸二氧钾(KD*P)为典型代表^[14]; $p = 2$ 时,表明折射率系数变化量与电场的平方成正比,即晶体为二次电光晶体,以钽铌酸钾(KTN)为典型代表^[15].

为使电光晶体对激光束的附加光程为球面波前,对于线性电光晶体,要求其内部电场为二次曲线.在借鉴已有的报道基础上^[16~18],我们对电光晶体及其电极结构进行了设计及优化.

图4给出了三种典型的电光晶体及电极结构示意图:(a)在晶体前后通光表面设计一大一小共两片矩形透明电极;(b)在晶体前后表面共有四片相同尺寸的金属电极,分别涂覆在晶体通光孔径以外的端面上;(c)晶体为柱状结构,前后两端各有两个环状金属电极.对电光晶体加载电压后,晶体的内部电场在光束横截面上为非均匀电场,由电光效应产生的横向光程调制也呈现出非均匀分布,因而可以实现对激光束附加球面波前的目的.

以图4(c)中结构三且晶体为KD*P时为例,晶体尺寸为 $\Phi 18 \times 10$ mm,两个环状金属电极尺寸均为 $\Phi 18 \times 3$ mm,在加载电压 $U_1 = 1000$ V 时,晶体内部非均匀电场如图5所示.

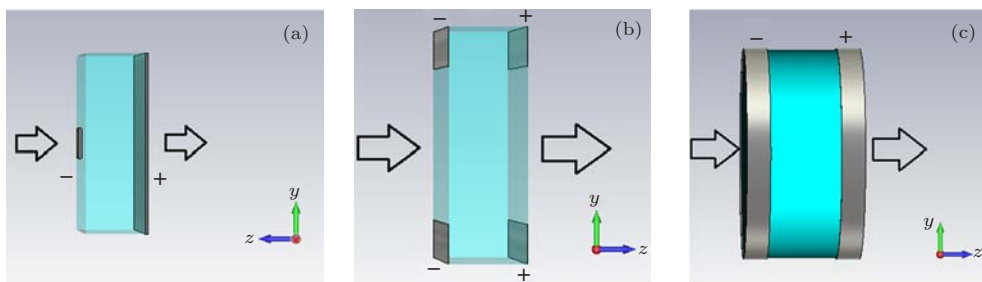


图4 (网刊彩色) 三种电光晶体及电极结构示意图,箭头方向为通光方向,且与z轴平行 (a) 结构一: 晶体+板状电极; (b) 结构二: 晶体+板状电极; (c) 结构三: 晶体+环状电极

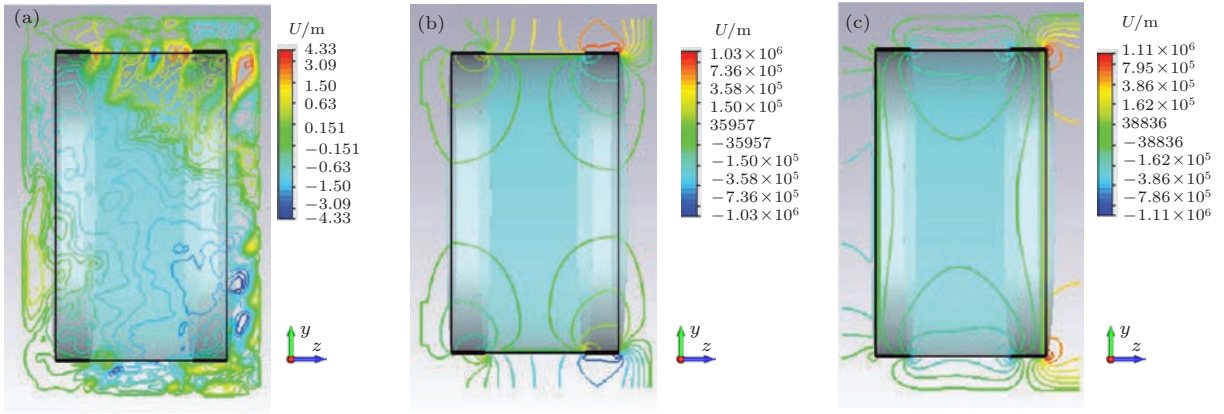


图5 (网刊彩色) KD*P 晶体内部非均匀电场分布 (a) E_x ; (b) E_y ; (c) E_z

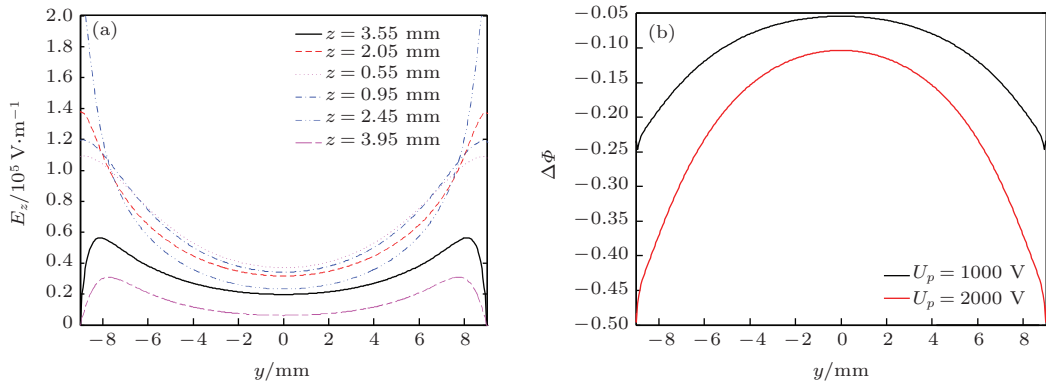


图6 (网刊彩色) KD*P+ 环状电极 (a) $U_1 = 1000$ V 时, 不同截面处的非均匀电场 E_z ; (b) 位相调制 $\Delta\Phi$

从图5中可以看出, KD*P 晶体内部非均匀电场 $E_x \ll E_y, E_z$, 而在不同的位置(沿光传输方向, 即 z 方向) E_y 均为等强度分布, 因而对非均匀位相调制有贡献的量仅有 E_z . 图6(a)进一步给出了在不同截面的 E_z 分布. 可以看出, 在不同的位置处电场分布不同, 引起的折射率改变量也有所不同, 因而总的位相调制是对所有折射率改变量引起的位相调制进行积分的结果. 在旁轴近似下, 电光晶体加电后产生的位相调制^[17,18]为

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^d \Delta n dz \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 \Gamma_1 \left[\int_0^d (E_x + E_y + E_z) dz \right], \quad (9) \end{aligned}$$

式中, λ 为入射光波长; n_0 为晶体的折射率; d 为晶体厚度; E_x, E_y, E_z 分别为电场在 x, y, z 方向的分量, 且均沿 y 方向(或者 x 方向)发生变化. 利用(9)式计算得到的位相调制分布如图6(b)所示.

从图6(b)中可以看出, KD*P+ 环状电极结构能产生类似于球面波前的附加位相, 且附加球面曲率半径随加载电压而变化. 由此可见, 通过特殊设

计的电光晶体及其电极结构, 并加载合适的电压, 可以实现对激光束附加实时、快速变化的球面波前.

4 快速变焦系统的分析

4.1 快速变焦系统参数随时间的变化规律

直接驱动中实现中心点火要求多束激光能高效且均匀地照射在靶丸上, 然而, 在激光脉冲持续时间内, 靶丸随时间逐步减小. 文献[19]给出了典型的直接驱动方案中靶丸结构参数及激光脉冲时间波形, 并分析了其中若干特征时间所对应的激光束及靶丸烧蚀层相关参数的变化规律. 为了更好地开展快速变焦系统参数随时间变化规律的分析, 获得附加球面波曲率半径、控制电压等参数的变化范围和变化规律, 我们进一步梳理参考文献[19]的结果, 根据文献[20]有关不同阶段激光束与靶丸相互作用物理过程的分析, 通过拟合就可以得到与之相对应的靶丸半径随时间的变化规律, 如图7中虚线所示.

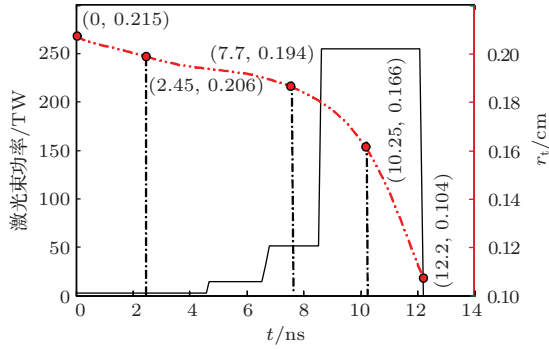


图7 (网刊彩色) 激光脉冲持续时间内, 入射激光功率及靶丸半径随时间的变化规律

结合激光与靶丸的相互作用物理过程, 从图7中可以看出, 靶丸持续压缩过程大致分为四个阶段 [19,20]:

- 1) $t = 0—2.45$ ns, 靶丸由 $r_0 = 0.21535$ cm 近似匀速压缩至 $r_1 = 0.206$ cm, $v_{im} = 0.38 \times 10^7$ cm/s;
- 2) $t = 2.45—7.7$ ns, 靶丸由 $r_1 = 0.206$ cm 近似匀速压缩至 $r_2 = 0.194$ cm, $v_{im} = 0.23 \times 10^7$ cm/s;
- 3) $t = 7.7—10.25$ ns, 靶丸由 $r_2 = 0.194$ cm 加速压缩至 $r_3 = 0.1656$ cm, $v_{avr} = 1.11 \times 10^7$ cm/s;
- 4) $t = 10.25—12$ ns, 达到最大压缩速度, 靶丸近似匀速压缩至 $r_4 = 0.1036$ cm, $v_{im} = 3.18$

$\times 10^7$ cm/s.

由此可整理得到 r_t 的分段函数表达式为

$$r_t = \begin{cases} 0.21535 - 0.38 \times 10^7 t, & t = 0—2.45 \text{ ns}, \\ 0.206 - 0.23 \times 10^7 t, & t = 2.45—7.7 \text{ ns}, \\ 0.194 - 1.10 \times 10^7 t, & t = 7.7—10.25 \text{ ns}, \\ 0.1656 - 3.18 \times 10^7 t, & t = 10.25—12 \text{ ns}. \end{cases} \quad (10)$$

为简便起见, 将 $t = 7.7—10.25$ ns 看作近似匀速压缩.

以NIF装置为例, 采用其相关参数, 并进一步利用(4)、(5)和(7)式对焦斑尺寸 r_b 、等价焦距变化量 Δf 、附加球面曲率半径 R_n 和加载电压 U_p 等参数随时间 t 的变化规律进行数值模拟, 其典型结果如图8所示. 数值模拟采用的参数为 $\lambda = 1053$ nm, $f_0 = 7.7$ m, $D = 372$ mm, $D_{PAM} = 18$ mm, $M = 20.6$, $\gamma = 0.85$, 电光晶体的参数如表1所示.

表1 电光晶体的参数

类型	电光效应	电光系数 Γ_p	n_0	厚度 d /mm
KD*P	$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 \Gamma_1 E$	25.6×10^{-12} m/V	1.49	10
KTN	$\Delta n = \frac{1}{2} n_0^3 \Gamma_2 E^2$	4.8×10^{-15} m^2/V^2	2.19	10

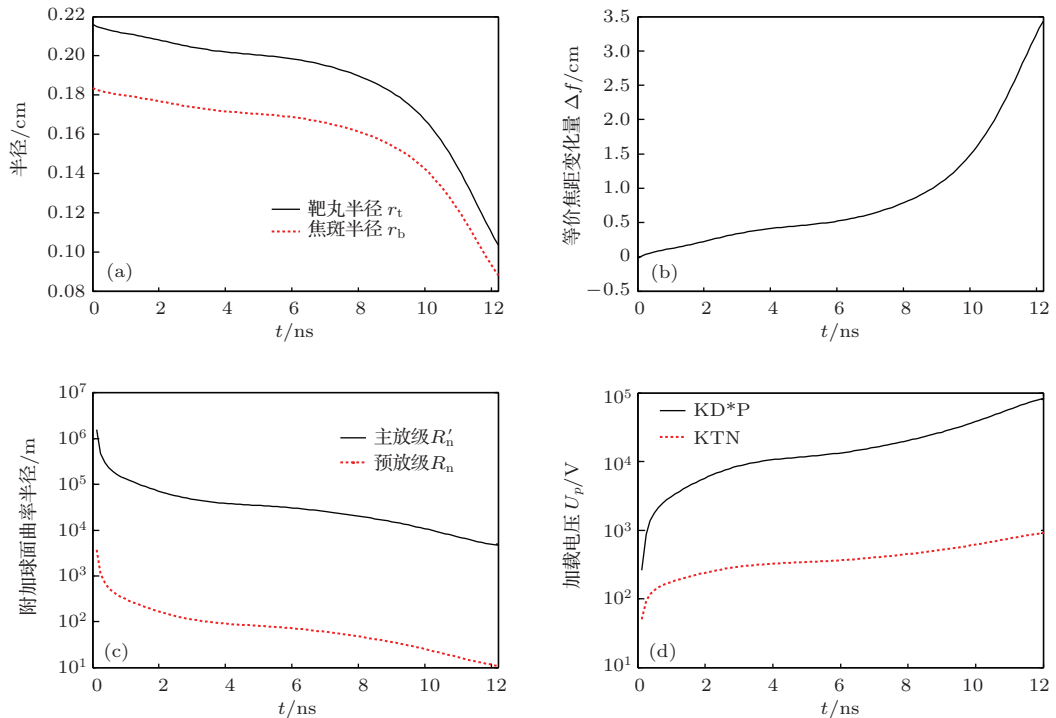


图8 (网刊彩色) 变焦系统参数随时间的变化规律 (a) 焦斑尺寸 r_b 随时间的变化规律; (b) 等价焦距变化量 Δf 随时间的变化规律; (c) 附加球面曲率随时间的变化规律; (d) 加载电压 U_p 参数随时间的变化规律

图 8(a) 中给出了焦斑尺寸 r_b 、靶丸半径 r_t 随时间 t 的变化规律, 即在脉冲持续时间内始终保持半径比 $\gamma = r_b/r_t$ 不变. 图 8(b) 中给出了变焦系统中等价焦距变化量 Δf 随时间的变化规律, Δf 随时间增长而增大, 说明等价焦点位置在逐渐靠近靶丸中心. 图 8(c) 中给出了附加球面波前在预放级和主放级的曲率半径, 均呈现随时间增长而减小的趋势. 其中, 主放级中附加球面曲率半径 R'_n 约为数千米, 与 CPP 的等价球面曲率半径 R_0 相当, 这意味着在聚焦透镜前插入了另一块“位相板”. 图 8(d) 中则给出了 KD*P 和 KTN 两种晶体的加载电压 U_p 随时间的变化规律. 可以看出, 为了实现快速变焦要求, 要求电光晶体的加载电压 U_p 在激光脉冲持续时间内 (0—12 ns) 快速增大, 且对 KTN 晶体所要求的电压远低于 KD*P 晶体. 对于 KD*P 晶体而言, 虽然其变焦能力相对较差, 所需要的加载电压也相对较高, 但仍是可以实现 [21—23]. 此外, KD*P 的加工制作工艺成熟, 可制作尺寸也大, 因而不失为一种工程可行的方案.

4.2 快速变焦对空间滤波器性能及三倍频转换效率的影响

从图 8(c) 中可以看出, 在预放级中球面波曲率半径从 ∞ 减小到数十米, 而在主放级中球面波曲率半径从 ∞ 减小到数千米. 在高功率激光装置中, 空间滤波器作为用于抑制激光束中高频调制的重要器件, 在预放级和主放级中均有应用 [24,25], 因而需要进一步考虑附加球面波前对空间滤波器滤波效果的影响. 图 9 给出了激光束波前变换为球面波后, 激光束经过预放级中的空间滤波器后的光强分布, 其中, 空间滤波小孔尺寸取为 5 倍衍射极限.

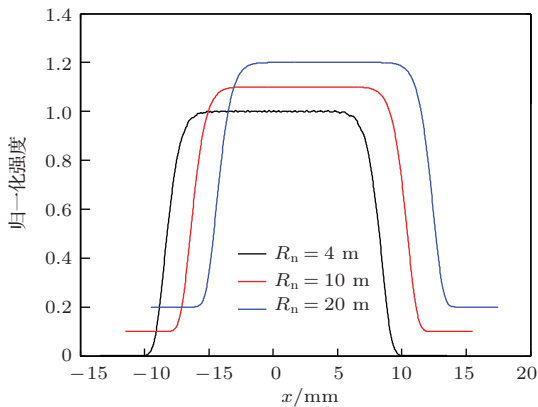


图 9 (网刊彩色) 预放级空间滤波器滤波效果

从图 9 中可以看出, 在附加球面波曲率半径 $R_n = 4$ m 时, 激光束经过预放级空间滤波器之后不会产生明显的光强调制, 且产生的光强调制随着曲率半径 R_n 的增大进一步减小. 而在主放级, 文献 [25] 中指出当球面曲率半径 $R_n > 1500$ m 时即满足过孔要求, 而在快速变焦方案中主放级附加球面曲率半径始终满足这一要求 (如图 8(c) 所示). 由此可见, 快速变焦对预放级、主放级中的空间滤波器滤波效果均无明显影响.

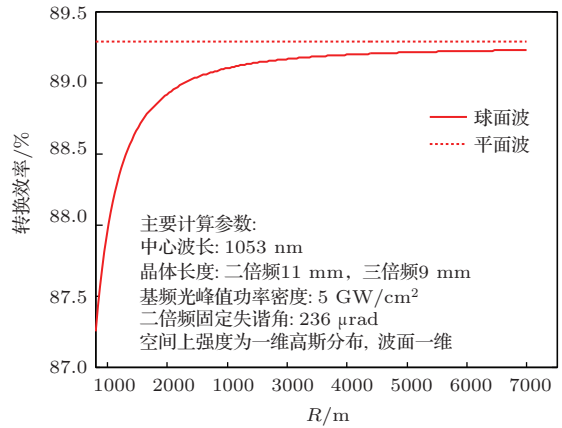


图 10 三倍频转换效率随球面波曲率半径的变化规律

由于对激光束附加了曲率半径随时间变化的球面波, 因此会对其三倍频转换效率产生影响. 在图 10 中给出了三倍频转换效率随球面波前曲率半径的变化规律. 可以看出: 当主放级中附加球面波曲率半径 $R'_n > 4500$ m 时, 其三倍频效率始终保持较高. 并且, 随着球面波曲率半径的增大, 三倍频转换效率逐渐趋近于平面波的转换效率. 由此可见, 在快速变焦方案中, 三倍频转换效率不会随附加球面曲率半径变化而明显下降.

5 结 论

为满足靶面辐照均匀性和抑制交叉光束能量转移的要求, 直接驱动方式中要求严格控制焦斑与靶丸的半径比. 为此, 提出了基于电光效应的快速变焦新方案, 即利用特殊设计的电光晶体及电极结构, 对激光束附加实时、快速变化的球面波前, 以控制打靶激光束的聚焦位置与焦斑大小, 最终实现对焦斑与靶丸半径比的实时控制. 建立了快速变焦理论模型, 获得了能满足快速变焦需求的电光晶体及电极结构的设计. 在此基础上, 基于对激光与靶

丸相互作用物理过程的分析, 数值模拟和分析了快速变焦系统参数随脉冲持续时间的变化规律, 以及快速变焦过程对空间滤波器滤波效果及三倍频转换效率的影响. 结果表明: 本文提出的快速变焦方案能有效地实现对焦斑与靶丸半径比的实时控制, 且对空间滤波器滤波效果及三倍频转换效率影响较小.

参考文献

- [1] Fang D Y, He X T 1999 *Exploration of Nature* **18** 31 (in Chinese) [范滇元, 贺贤士 1999 大自然探索 **18** 31]
- [2] Peng H S, Zhang X M, Fang D Y 2001 *Engineering Science* **3** 1 (in Chinese) [彭翰生, 张小民, 范滇元 2001 中国工程科学 **3** 1]
- [3] Mckenty P W, Goncharov V N, Town R P J, Skupsky S, Betti R, Mccrory R L 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2315
- [4] Goncharov V N, Knauer J P, Mckenty P W, Radha P B, Sangster T C, Skupsky S, Betti R, McCrory R L, Meyerhofer D D 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1906
- [5] Smalyuk V A, Betti R, Delettrez J A, Glebov V Yu, Meyerhofer D D, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Sanz J, Seka W, Stoeckl C, Yaakobi B, Frenji J A, Li C K, Petrasso R D, Séguin F H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 165002
- [6] Seka W, Edell D H, Knauer J P, Myatt J F, Maximov A V, Short R W, Sangster T C, Stoeckl C, Bahr R E, Craxton R S, Delettrez J A, Goncharov V N, Igumenshchev I V, Shvarts D 2008 *Phys. Plasmas* **15** 056312
- [7] Skupsky S, Lee K 1983 *Journal of Applied Physics* **54** 3662
- [8] Froula D H, Igumenshchev I V, Michel D T, Edgell D H, Follet R, Glebov V Yu, Goncharov V N, Kwiakowski J, Marshall F J, Radha P B, Seka W, Sorce C, Stagnitto S, Stoeckl C, Sanger T C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 125003
- [9] Froula D H, Kessler T J, Igumenshchev I V, Betti R, Goncharov V N, Huang H, Hu S X, Hill E, Kelly J H, Meyerhofer D D, Shvydka A, Zuegel J D 2013 *Phys. Plasmas* **20** 082704
- [10] Qian L J, Deng X M 1996 *Acta Opt. Sin.* **16** 1223 (in Chinese) [钱列加, 邓锡铭 1996 光学学报 **16** 1223]
- [11] Kato Y, Mima K, Miyanaga N, Arinaga S, Kitagawa Y, Naktsuka M, Yamanka C 1984 *Phys. Rev. Lett.* **53** 1057
- [12] Geng Y C, Liu L Q, Wang W Y, Zhang Y, Huang W Q, Su J Q, Li P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 145201 (in Chinese) [耿元超, 刘兰琴, 王文义, 张颖, 黄晚晴, 粟敬钦, 李平 2013 物理学报 **62** 145201]
- [13] Lü C, Zhang R Z 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 164203 (in Chinese) [吕晨, 张蓉竹 2014 物理学报 **63** 164203]
- [14] Xiao Y, Chen M J, Cheng J, Liao W, Wang H J, Li M Q 2014 *Chin. Phys. B* **23** 087702
- [15] Liu B, Wang X P 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 261 (in Chinese) [刘冰, 王旭平 2012 强激光与粒子束 **24** 261]
- [16] Tadayuki Imai, Shogo Yagi, Seiji Toyoda, Jun Miyazu, Kazunori Naganuma, Masahiro Sasaura, Kazuo Fujiura 2011 *Applied Physics Express* **4** 022501
- [17] Tadayuki Imai, Shogo Yagi, Seiji Toyoda, Jun Miyazu, Kazunori Naganuma, Masahiro Sasaura, Kazuo Fujiura 2012 *Applied Optics* **51** 1532
- [18] Zhou X D, Liu Z J *CN Patent* 201220181573
- [19] Logan B G, Perkins L J, Barnard J J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 072701
- [20] Yu X J 2006 *Thesis M S* (Mianyang: Chinese Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [郁晓瑾 2006 硕士学位论文 (绵阳: 中国工程物理研究院)]
- [21] Arnold P A, Hulsey S D, Hlley G T, Peterson D E, Pendleton D L, Ollis C W, Newton M A, Harwell T B, Hadovski 2008 *IEEE Trans. on Plasma Science* **36** 383
- [22] Li L, Feng X B, Pao C B, Zhang Q, Lin F C, Pan Y 2013 *Proc. of the CSEE* **33** 197 (in Chinese) [李黎, 冯希波, 鲍超斌, 张钦, 林福昌, 潘垣 2013 中国电机工程学报 **33** 197]
- [23] Jiang P 2012 *M.S. Thesis* (Mianyang: Chinese Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [姜苹 2012 硕士学位论文 (绵阳: 中国工程物理研究院)]
- [24] Wang G Y, Zhao J Y, Zhang M K, Fang D Y, Cui Z D 1985 *Acta Phys. Sin.* **34** 171 (in Chinese) [王桂英, 赵九源, 张明科, 范滇元, 崔志光 1985 物理学报 **34** 171]
- [25] Shan Q Y, Zhang J Y, Zhang Y L, Jiao Z Y, Zhu J Q 2012 *Chinese Journal of Lasers* **39** 0902006 (in Chinese) [单泉源, 张军勇, 张艳丽, 焦兆阳, 朱健强 2012 中国激光 **39** 0902006]

A novel fast zooming scheme for direct-driven laser fusion*

Zhong Zhe-Qiang Hu Xiao-Chuan Li Ze-Long Ye Rong Zhang Bin[†]

(School of Electronic and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

(Received 6 August 2014; revised manuscript received 1 September 2014)

Abstract

Illumination uniformity of a target is highly required to achieve central ignition in inertial confinement fusion based on direct-driven fusion. However, the shell may be compressed due to its interaction with laser beams during the laser pulse duration, and may further result in the degradation of illumination uniformity and the enhancement of the cross-beam energy transfer (CBET). Hence a novel fast zooming scheme for direct-driven laser fusion is proposed, i.e., by introducing the variable wavefront to the laser beam provided by a special-designed electro-optic crystal, thus the location and size of the focal spot could be controlled in real time, achieving the aim of improving the illumination uniformity and alleviating the CBET. This model of fast zooming has been built up, and variations of spot size and the radius of curvature of the additional spherical wavefront with time have been numerically simulated and analyzed based on the analysis of the interaction of the laser beam and the target. Results indicate that the fast zooming scheme could achieve effective and real-time control on the radius ratio between the focal spot and the target. Moreover, the fast zooming scheme has a little impact on the spatial filter capability and the third harmonic frequency conversion efficiency.

Keywords: direct-driven, fast zooming, electro-optic effect, focal spot

PACS: 42.79.-e, 42.68.Ay, 42.30.Lr

DOI: [10.7498/aps.64.054209](https://doi.org/10.7498/aps.64.054209)

* Project supported by the Basic Research Program of the National Major Project of China (Grant No. JG2013102), and the Program for Innovation Team of the Education Department of Sichuan Province, China (Grant No. 13Td0048).

† Corresponding author. E-mail: zhangbinff@sohu.com